



Ministério da
Ciência e Tecnologia



sid.inpe.br/mtc-m19/2010/12.02.20.46-TDI

INTERAÇÕES DE PARTÍCULAS CARREGADAS COM DECRÉSCIMOS MAGNÉTICOS EM ALTAS E BAIXAS LATITUDES HELIOSFÉRICAS

Edio da Costa Júnior

Tese de Doutorado do Curso de Pós-Graduação em Geofísica Espacial, orientada pelos Drs. Maria Virgínia Alves, e Ezequiel Echer, aprovada em 21 de dezembro de 2010.

URL do documento original:

<<http://urlib.net/8JMKD3MGP7W/38MS79S>>

INPE
São José dos Campos
2011

PUBLICADO POR:

Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais - INPE

Gabinete do Diretor (GB)

Serviço de Informação e Documentação (SID)

Caixa Postal 515 - CEP 12.245-970

São José dos Campos - SP - Brasil

Tel.:(012) 3208-6923/6921

Fax: (012) 3208-6919

E-mail: pubtc@sid.inpe.br

CONSELHO DE EDITORAÇÃO E PRESERVAÇÃO DA PRODUÇÃO INTELLECTUAL DO INPE (RE/DIR-204):**Presidente:**

Dr. Gerald Jean Francis Banon - Coordenação Observação da Terra (OBT)

Membros:

Dr^a Inez Staciarini Batista - Coordenação Ciências Espaciais e Atmosféricas (CEA)

Dr^a Maria do Carmo de Andrade Nono - Conselho de Pós-Graduação

Dr^a Regina Célia dos Santos Alvalá - Centro de Ciência do Sistema Terrestre (CST)

Marciana Leite Ribeiro - Serviço de Informação e Documentação (SID)

Dr. Ralf Gielow - Centro de Previsão de Tempo e Estudos Climáticos (CPT)

Dr. Wilson Yamaguti - Coordenação Engenharia e Tecnologia Espacial (ETE)

Dr. Horácio Hideki Yanasse - Centro de Tecnologias Especiais (CTE)

BIBLIOTECA DIGITAL:

Dr. Gerald Jean Francis Banon - Coordenação de Observação da Terra (OBT)

Marciana Leite Ribeiro - Serviço de Informação e Documentação (SID)

REVISÃO E NORMALIZAÇÃO DOCUMENTÁRIA:

Marciana Leite Ribeiro - Serviço de Informação e Documentação (SID)

Yolanda Ribeiro da Silva Souza - Serviço de Informação e Documentação (SID)

EDITORAÇÃO ELETRÔNICA:

Vivéca Sant´Ana Lemos - Serviço de Informação e Documentação (SID)



Ministério da
Ciência e Tecnologia



sid.inpe.br/mtc-m19/2010/12.02.20.46-TDI

INTERAÇÕES DE PARTÍCULAS CARREGADAS COM DECRÉSCIMOS MAGNÉTICOS EM ALTAS E BAIXAS LATITUDES HELIOSFÉRICAS

Edio da Costa Júnior

Tese de Doutorado do Curso de Pós-Graduação em Geofísica Espacial, orientada pelos Drs. Maria Virgínia Alves, e Ezequiel Echer, aprovada em 21 de dezembro de 2010.

URL do documento original:

<<http://urlib.net/8JMKD3MGP7W/38MS79S>>

INPE
São José dos Campos
2011

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação (CIP)

Costa Júnior, Edio da .
C822i Interações de partículas carregadas com decréscimos magnéticos em altas e baixas latitudes heliosféricas / Edio da Costa Júnior . – São José dos Campos : INPE, 2011.
xxvi+ 90 p. ; (sid.inpe.br/mtc-m19/2010/12.02.20.46-TDI)

Tese (Doutorado em Geofísica Espacial) – Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2010.

Orientadores : Drs. Maria Virgínia Alves , e Ezequiel Echer .

1. Decréscimos magnéticos. 2. Difusão perpendicular não-ressonante. 3. Interações entre MDs e partículas carregadas. 4. Método de Monte Carlo. 5. Simulações I.Título.

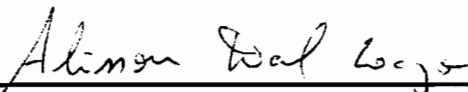
CDU 550

Copyright © 2011 do MCT/INPE. Nenhuma parte desta publicação pode ser reproduzida, armazenada em um sistema de recuperação, ou transmitida sob qualquer forma ou por qualquer meio, eletrônico, mecânico, fotográfico, reprográfico, de microfilmagem ou outros, sem a permissão escrita do INPE, com exceção de qualquer material fornecido especificamente com o propósito de ser entrado e executado num sistema computacional, para o uso exclusivo do leitor da obra.

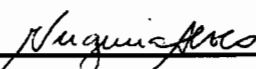
Copyright © 2011 by MCT/INPE. No part of this publication may be reproduced, stored in a retrieval system, or transmitted in any form or by any means, electronic, mechanical, photocopying, recording, microfilming, or otherwise, without written permission from INPE, with the exception of any material supplied specifically for the purpose of being entered and executed on a computer system, for exclusive use of the reader of the work.

Aprovado (a) pela Banca Examinadora
em cumprimento ao requisito exigido para
obtenção do Título de Doutor(a) em
Geofísica Espacial

Dr. Alisson Dal Lago


Presidente / INPE / São José dos Campos - SP

Dra. Maria Virgínia Alves


Orientador(a) / INPE / SJCampos - SP

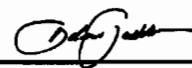
Dr. Ezequiel Echer


Orientador(a) / INPE / SJCampos - SP

Dr. José Augusto Bittencourt


Membro da Banca / INPE / SJCampos - SP

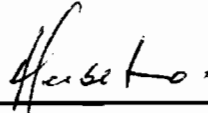
Dr. Delano Gobbi


Membro da Banca / INPE / SJCampos - SP

Dr. Bruce T. Tsurutani


Convidado(a) / JPL/NASA / Pasadena - Califórnia -

Dr. Antonio de Padua Brito Serbeto


Convidado(a) / UFF / Niterói - RJ

Aluno (a): Edio da Costa Júnior

São José dos Campos, 21 de dezembro de 2010

“Technique rather than strength. Spirit rather than technique”.

KAICHO TADASHI NAKAMURA

À minha mãe e meu irmão.

AGRADECIMENTOS

Agradeço a tudo e a todos que me ajudaram durante mais esta fase.

Ao Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico - CNPq, pelo auxílio financeiro durante os quatro anos de bolsa de doutorado.

À Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior - Capes, pelo financiamento em viagens e congressos.

À orientadora Profa. Dra. Maria Virgínia Alves pelo apoio, orientação na realização deste trabalho e principalmente por ter se mostrado uma pessoa tão amiga e extremamente sensata.

Ao orientador Prof. Dr. Ezequiel Echer pelas ótimas idéias propostas para o desenvolvimento do trabalho e também por ter se mostrado uma pessoa muito acessível e amiga.

Aos colaboradores Dr. Bruce T. Tsurutani e Dr. Gurbax. S. Lakhina pelas discussões que tanto engrandeceram este trabalho.

Ao Laboratório Associado de Plasma e ao Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais pela oportunidade de estudos e utilização de suas instalações.

Aos amigos de curso e de sala Fernando, Flávia e Cristiane, pelas conversas, discussões e debates, fossem eles científicos ou não.

À minha mãe e meu irmão, pelo apoio incondicional e por sempre acreditarem em mim e na importância dos estudos.

À Juliana pelo companheirismo e pela grande ajuda na impressão da tese.

A todos os amigos, dentro e fora do INPE, que fizeram com que essa jornada fosse mais prazerosa.

RESUMO

Neste trabalho é apresentado um novo método de cálculo de difusão transversal ao campo magnético para as interações não-ressonantes entre partículas carregadas e decréscimos magnéticos (MDs, do inglês *Magnetic Decreases*) no meio interplanetário. Os MDs são regiões do espaço onde a magnitude do campo magnético ambiente sofre reduções consideráveis. O efeito líquido da interação das partículas com tais estruturas é a difusão perpendicular ao campo magnético do centro de guia do movimento ciclotrônico das partículas. Assim, com o auxílio de um modelo geométrico e usando funções de distribuição observacionais que caracterizam os tamanhos dos MDs e os decréscimos de campo em seus interiores, foi desenvolvido um código computacional para a realização de simulações e quantificação da difusão sofrida por prótons com energias entre 10 keV e 2 MeV e *pitch angle* igual a 45° ao interceptarem MDs em altas e baixas latitudes heliosféricas. As características dos MDs usadas nas simulações são retiradas das funções de distribuição com o uso do Método de Monte Carlo, que leva em consideração se os valores a serem usados possuem altas ou baixas probabilidades de serem encontrados dentre os dados interplanetários. As análises de dados mostraram que os MDs em altas latitudes são maiores que os MDs em baixas latitudes. No entanto, as estruturas detectadas mais próximas ao plano da eclíptica apresentam decréscimos de campo magnético mais acentuados, se comparados aos decréscimos dos MDs de altas latitudes. As simulações mostram que as distâncias de difusão atingidas pelo centro de guia das partículas são maiores em altas latitudes, indicando que o tamanho das estruturas é o parâmetro determinante na geração de grandes distâncias de difusão. Porém, em baixas latitudes a taxa de ocorrência de MDs é muito maior e a difusão mais efetiva nestas regiões, como indicam os valores do coeficiente de difusão. Outro resultado importante diz respeito à taxa de crescimento da distância de difusão, que mostra que essa distância cresce mais lentamente que o raio de Larmor das partículas à medida que as energias das mesmas são aumentadas. Além disso, a taxa de crescimento da distância de difusão apresenta uma tendência de saturação quando os raios de giro das partículas se tornam maiores ou tão grandes quanto os MDs. Os valores do coeficiente de difusão perpendicular se mostraram comparáveis aos valores do coeficiente de difusão de Bohm, indicando assim que estas interações não-ressonantes são muito eficientes ao induzir difusão das partículas.

CHARGED PARTICLE INTERACTIONS WITH MAGNETIC DECREASES IN HIGH AND LOW HELIOSPHERICAL LATITUDES

ABSTRACT

In this work we present a new method of calculating cross-field diffusion caused by nonresonant interactions between charged particles and magnetic decreases (MDs) at interplanetary medium. MDs are space regions in which the magnitude of the ambient magnetic field drops considerably. The net effect of such interactions between particles and MDs is the cross-field diffusion of particles gyromotion guiding center. Using a geometrical model and observational distribution functions that describe MD sizes and field decreases, a computational code was developed to simulate and quantify diffusion experimented by protons with energies between 10 keV and 2 MeV and 45° pitch angle after interacting with MDs in high and low heliospherical latitudes. MD features used in simulations are taken from the distribution functions by Monte Carlo Method, which takes into account if the values to be used have a large or a small probability in happening in nature. Data analyses showed that MDs are larger in larger latitudes if compared with MDs in low latitudes. However, the structures detected closer to the ecliptic plane present more intense field decreases in relation to high latitude MDs. Simulations have shown that the diffusion distance got by particles guiding center are higher in high latitudes, indicating that MD sizes are the more important parameter in generating large diffusion distances. On the other hand, in low latitudes the MDs occurrence rate is much higher and diffusion is more effective, as indicated by diffusion coefficient values. Another important result tells that the rate in which the diffusion distance increases, as particles energies increase, is smaller than the rate in which particles gyroradius increase. Besides that, diffusion distance increasing rate tends to saturate as particles gyroradius become as large as MDs or larger. The cross-field diffusion coefficient as calculated by the interactions are comparable to Bohm diffusion coefficient, showing that such nonresonant interactions are extremely efficient in inducing particles diffusion.

LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>
2.1 Dois exemplos de MHs observados pelo satélite IMP-1 no plano da eclíptica e a 1 UA da Terra, em 1971. O painel (A) corresponde a um buraco magnético com rotação dos componentes do campo magnético, enquanto o painel (b) diz respeito a um buraco magnético linear, sem variação angular das componentes.	8
2.2 Três exemplos de MDs observados pela espaçonave Ulysses próximo ao pólo sul da heliosfera em setembro de 1994.	12
2.3 Distribuição dos eventos em função da razão entre as temperaturas dentro e fora dos MDs, nas direções perpendicular (a) e paralela (b).	13
2.4 Distribuição de velocidades perpendiculares de prótons dentro e fora de um MD. As velocidades são aumentadas em praticamente todos os valores de velocidade dentro da estrutura.	15
2.5 Dependência latitudinal dos MDs. O número de MDs por raio solar (curva inferior e escala da esquerda) e a velocidade do vento solar (curva superior e escala da direita) plotados em função da latitude heliosférica.	16
3.1 Geometria da interação entre uma partícula carregada e um MD, com parâmetro de impacto “d”. Neste caso $r > a$	19
3.2 Representação esquemática mostrando o deslocamento perpendicular ao campo sofrido pelo centro de guia de uma partícula carregada devido à sua interação com um decréscimo magnético.	20
3.3 Representação detalhada dos parâmetros envolvidos na interação partícula-MD.	21
3.4 Distribuição de espessuras de MDs para diferentes intervalos de magnitudes de decréscimo. A similaridade entre as distribuições evidencia a não correlação entre decréscimo em \mathbf{B} e tamanho dos MDs.	24
3.5 Movimento perpendicular ao campo ($\lambda/2r$) em função do parâmetro de impacto d/r para 3 diferentes razões para os campos. A curva superior corresponde a $B_{MD}/B_0 = 0,1$, a intermediária a $B_{MD}/B_0 = 0,25$ e a inferior a $B_{MD}/B_0 = 0,5$. Todas as curvas correspondem a $a/r = 0,1$	25

3.6	Movimento perpendicular ao campo ($\lambda/2r$) em função do parâmetro de impacto d/r para 3 diferentes razões para os raios do MD e de giro da partícula. A curva superior corresponde a $a/r = 0,3$, a intermediária a $a/r = 0,1$ e a inferior a $a/r = 0,05$. Todas as curvas correspondem a $B_{MD}/B_0 = 0,5$	25
4.1	Representação esquemática da trajetória da Ulysses entre os anos de 1998 e 2004.	28
4.2	Dados interplanetários de campo magnético coletados pela espaçonave Ulysses entre os dias 240 e 270 de 1994 em altas latitudes heliosféricas. De cima pra baixo: B_R, B_T, B_N e a magnitude de B	30
4.3	Distribuição de diâmetros de MDs para os 129 eventos detectados entre os dias 242 e 268 de 1994.	31
4.4	Distribuição de decréscimos de campo magnético para os 129 MDs detectados entre os dias 242 e 268 de 1994.	32
4.5	Variações nos parâmetros do vento solar devido à passagem de uma onda de choque interplanetária entre os dias 114 e 117 de 1979. De cima para baixo: velocidade V , densidade N , temperatura de prótons TP , temperatura de elétrons TE , campo magnético B e pressão cinética P . Os dados foram obtidos pelo satélite ISEE 3.	35
4.6	Dados interplanetários de campo magnético coletados pela espaçonave Ulysses nos dias 109 e 110 de 1992 em baixas latitudes heliosféricas. De cima pra baixo: B_R, B_T, B_N e a magnitude de B	36
4.7	Distribuição de diâmetros para 137 MDs detectados entre os dias 109 e 110 de 1992 (evento 1, choque interplanetário em baixas latitudes heliosféricas).	37
4.8	Distribuição de decréscimos de campo magnético para os 137 MDs detectados entre os dias 109 e 110 de 1992 (evento 1, choque interplanetário em baixas latitudes heliosféricas).	38
4.9	Dados interplanetários de campo magnético coletados pela espaçonave Ulysses nos dias 363 e 364 de 1992 em baixas latitudes heliosféricas. De cima pra baixo: B_R, B_T, B_N e a magnitude de B	39
4.10	Distribuição de diâmetros para 118 MDs detectados entre os dias 363 e 363 de 1992 (evento 2, região de interação corrotante em baixas latitudes heliosféricas).	41

4.11	Distribuição de decréscimos de campo magnético para 118 MDs detectados entre os dias 363 e 363 de 1992 (evento 2, região de interação corrotante em baixas latitudes heliosféricas).	42
4.12	100 pontos estatisticamente representativos obtidos pelo Método de Monte Carlo para as funções de distribuição de diâmetros dos MDs. O painel (A) representa a equação 4.1 (altas latitudes), o painel (B) corresponde à equação 4.5 (evento 1) e o painel (C) representa a equação 4.7 (evento 2). Os estados mais prováveis são mais densamente povoados.	45
4.13	100 pontos estatisticamente representativos obtidos pelo Método de Monte Carlo para as funções de decréscimos de campo magnético dos MDs. O painel (A) representa a equação 4.3 (altas latitudes), o painel (B) corresponde à equação 4.6 (evento 1) o painel (C) representada a equação 4.8 (evento 2). Os estados mais prováveis são mais densamente povoados.	46
4.14	Representação gráfica de uma cadeia de Markov. Esse exemplo específico foi derivado da geração dos 100 pontos representativos do painel (A) da Figura 4.12.	47
5.1	Relações de parâmetros de impacto “d” em que a interação entre uma partícula e um MD não ocorre. No painel (a) a interação não ocorre porque a partícula gira longe do MD, sem interceptá-lo. O painel (b) corresponde a uma situação onde o movimento de giro da partícula engloba totalmente o MD, enquanto no painel (c) é mostrada um caso onde o MD engloba totalmente o movimento da partícula. O caso (b) somente é possível se $r > a$, enquanto o caso (c) é possível quando $a > r$	51
5.2	Representação esquemática sobre como o código Difusão efetua os cálculos de difusão perpendicular de uma partícula após a interação com vários MDs. A posição inicial do centro de guia da partícula é o ponto A (0,0). Após “n” interações com “n” decréscimos magnéticos diferentes, a posição de seu centro de guia passa a ser o ponto L (L_X, L_Y). O movimento da partícula acontece na direção \hat{z} , mesma direção do campo magnético ambiente. O sistema de referência usado pelo código acompanha a partícula em seu movimento na direção \hat{z} , registrando apenas os desvios sofridos pelo centro de guia no plano perpendicular XY.	52

5.3	Resultados obtidos pelo código Difusão para deslocamentos do centro de guia de 1000 partículas após interagirem com 100 MDs. Nos painéis (a) e (b) estão os resultados para o evento 2, com partículas com E_{\perp} de 20 keV e 40 keV, respectivamente. Os painéis (c) e (d) apresentam resultados para difusão em altas latitudes com partículas de E_{\perp} igual a 200 keV e 400 keV, respectivamente.	55
5.4	Representação esquemática da interação de uma partícula e 2 MDs em uma perspectiva tridimensional.	56
5.5	Distância de difusão λ normalizada pelo raio de Larmour das partículas, mostrando que a distância de difusão λ cresce mais lentamente que R_L com o aumento da energia perpendicular. Resultados correspondentes ao evento 1 e interações com 100 MDs.	58
5.6	10 valores de λ_{T_k} (círculos azuis) e o valor médio λ (quadrados vermelhos) calculados para energias perpendiculares entre 5 keV e 60 keV. O painel (a) corresponde a interações com 100 MDs e o painel (b) corresponde a interações com 200 MDs. Os valores foram apresentados nas Tabelas de números 5.1 e 5.2, respectivamente, e correspondem ao evento 1.	61
5.7	Distância de difusão λ normalizada pelo raio de Larmour das partículas, mostrando que a distância de difusão λ cresce mais lentamente que R_L com o aumento da energia perpendicular. Resultados correspondentes ao evento 2 e interações com 200 MDs.	62
5.8	10 valores de λ_{T_k} (círculos azuis) e o valor médio λ (quadrados vermelhos) calculados para energias perpendiculares entre 5 keV e 60 keV. O painel (a) corresponde a interações com 100 MDs e o painel (b) corresponde a interações com 200 MDs. Os valores foram apresentados nas Tabelas de números 5.3 e 5.4, respectivamente, e correspondem ao evento 2.	65
5.9	10 valores de λ_{T_k} (círculos azuis) e o valor médio λ (quadrados vermelhos) calculados para energias perpendiculares entre 5 keV e 60 keV. O painel (a) corresponde a interações com 100 MDs e o painel (b) corresponde a interações com 200 MDs. Os valores foram apresentados nas Tabelas de números 5.5 e 5.6, respectivamente, e correspondem a difusão em altas latitudes heliosféricas.	69

5.10	10 valores de λ_{T_k} (círculos azuis) e o valor médio λ (quadrados vermelhos) calculados para energias perpendiculares entre 50 keV e 1 MeV. O painel (a) corresponde a interações com 100 MDs e o painel (b) corresponde a interações com 200 MDs. Os valores foram apresentados nas Tabelas de números 5.7 e 5.8, respectivamente, e correspondem a difusão em altas latitudes heliosféricas.	72
5.11	Coefficiente de difusão perpendicular D_{\perp} . Os painéis (a) e (b) correspondem ao evento 1, os painéis (c) e (d) representam o evento 2 e os painéis (e), (f), (g) e (h) são relativos à difusão em altas latitudes. Os painéis da esquerda são resultados para 100 interações e os da direita representam 200 interações. Os painéis (g) e (h) representam as partículas mais energéticas.	78
5.12	Razões entre o coeficiente de difusão paralela D_{\parallel} calculado para as interações entre as partículas carregadas e os MDs e o coeficiente de difusão de Bohm. Os painéis (a), (b) e (c) correspondem aos eventos 1, 2 e altas latitudes, respectivamente, com energias totais das partículas entre 10 keV e 120 keV. O painel (d) contém os resultados para difusão em altas latitudes, com energias entre 100 keV e 2 MeV. Os círculos vermelhos representam 100 interações, enquanto que os triângulos azuis representam 200.	80

LISTA DE TABELAS

	<u>Pág.</u>
5.1 Conjunto de 10 valores λ_{T_k} obtidos com o código Difusão para o evento 1 e valor de λ , usado nos cálculos de difusão. Energias perpendiculares entre 5 keV e 60 keV e interações com 100 MDs.	59
5.2 Conjunto de 10 valores λ_{T_k} obtidos com o código Difusão para o evento 1 e valor de λ , usado nos cálculos de difusão. Energias perpendiculares entre 5 keV e 60 keV e interações com 200 MDs.	60
5.3 Conjunto de 10 valores λ_{T_k} obtidos com o código Difusão para o evento 2 e valor de λ , usado nos cálculos de difusão. Energias perpendiculares entre 5 keV e 60 keV e interações com 100 MDs.	63
5.4 Conjunto de 10 valores λ_{T_k} obtidos com o código Difusão para o evento 2 e valor de λ , usado nos cálculos de difusão. Energias perpendiculares entre 5 keV e 60 keV e interações com 200 MDs.	64
5.5 Conjunto de 10 valores λ_{T_k} obtidos com o código Difusão para altas latitudes e valor de λ , usado nos cálculos de difusão. Energias perpendiculares entre 5 keV e 60 keV e interações com 100 MDs.	67
5.6 Conjunto de 10 valores λ_{T_k} obtidos com o código Difusão para altas latitudes e valor de λ , usado nos cálculos de difusão. Energias perpendiculares entre 5 keV e 60 keV e interações com 200 MDs.	68
5.7 Conjunto de 10 valores λ_{T_k} obtidos com o código Difusão para altas latitudes e valor de λ , usado nos cálculos de difusão. Energias perpendiculares entre 50 keV e 1 MeV e interações com 100 MDs.	70
5.8 Conjunto de 10 valores λ_{T_k} obtidos com o código Difusão para altas latitudes e valor de λ , usado nos cálculos de difusão. Energias perpendiculares entre 50 keV e 1 MeV e interações com 200 MDs.	71
5.9 Comparações entre os valores de λ obtidos nas simulações de interações das partículas com $5 \text{ keV} \leq E_{\perp} \leq 60 \text{ keV}$ com 100 MDs em relação ao raio da Terra e à unidade astronômica. As colunas de número 2 e 3 correspondem aos valores para o evento 1, as colunas 3 e 4 correspondem ao evento 2 e as duas últimas colunas correspondem aos valores em altas latitudes.	73

5.10	Comparações entre os valores de λ obtidos nas simulações de interações das partículas com $5 \text{ keV} \leq E_{\perp} \leq 60 \text{ keV}$ com 200 MDs em relação ao raio da Terra e à unidade astronômica. As colunas de número 2 e 3 correspondem aos valores para o evento 1, as colunas 3 e 4 correspondem ao evento 2 e as duas últimas colunas correspondem aos valores em altas latitudes.	74
5.11	Valores de Δt calculados para as regiões de baixas e altas latitudes, de acordo com a equação 5.9. A velocidade do vento solar em altas latitudes usada foi de 800 km.s^{-1} e em baixas latitudes 400 km.s^{-1} . O número de MDs, N_{MD} , em altas latitudes é igual a 129, enquanto que N_{MD} vale 137 e 118 para os eventos 1 e 2, respectivamente. $t_s = \approx 1,73 \times 10^5 \text{ s}$ para os eventos 1 e 2 e $t_s = \approx 2,25 \times 10^6 \text{ s}$ em altas latitudes. Energias totais entre 10 keV e 120 keV.	76
5.12	Valores de Δt calculados para as regiões de altas latitudes, de acordo com a equação 5.9. Energias totais entre 100 keV e 2 MeV.	77

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

- a - Raio dos MDs
AKR - Radiação Quilométrica Auroral (*Auroral Kilometric Radiation*)
 B_0 - Campo magnético ambiente
 B_{MD} - Campo magnético no interior dos MDs
 β - Parâmetro β de plasma
CIR - Região de Interação Corrotante (*Corotating Interaction Region*)
d - Parâmetro de impacto das interações entre partículas e MDs
 D_{\perp} - Coeficiente de difusão perpendicular ao campo magnético
 D_B - Coeficiente de difusão de Bohm
 ΔB - Decréscimo de Campo Magnético no interior dos MDs
ESA - *European Space Agency*
eV - elétron-volt
 E_T - Energia total de uma partícula
 E_{\perp} - Componente da energia de uma partícula na direção perpendicular ao campo magnético
 E_{\parallel} - Componente da energia de uma partícula na direção paralela ao campo magnético
IMDAD - *Interplanetary Magnetic Decrease Automatic Detection Code*
IMF - Campo Magnético Interplanetário (*Interplanetary Magnetic Field*)
 λ - Distância de difusão do centro de guia de uma partícula ao interagir com 1 MD
m - Razão entre B_0 e B_{MD}
MD - Decréscimo Magnético (*Magnetic Decrease*)
MH - Buraco Magnético (*Magnetic Hole*)
MHD - Magnetohidrodinâmica (*Magnetohydrodynamics*)
MMC - Método de Monte Carlo
NASA - *National Aeronautics and Space Administration*
nT - nano Tesla
r - Raio de Larmor das partículas
 R_T - Raio terrestre
RTN - Sistema de coordenadas espaciais
 t_{MD} - “Duração” temporal de um MD
 T_{\perp} - Temperatura das partículas na direção perpendicular ao campo magnético
 T_{\parallel} - Temperatura das partículas na direção paralela ao campo magnético
UA - Unidade Astronômica
UT - Hora Universal (*Universal Time*)
 V_A - Velocidade das ondas de Alfvén
 V_M - Velocidade magnetosônica
 V_S - Velocidade do som
 V_{VS} - Velocidade do vento solar

SUMÁRIO

	<u>Pág.</u>
1 INTRODUÇÃO	1
2 DECRÉSCIMOS MAGNÉTICOS	7
2.1 Decréscimos e Buracos Magnéticos - Descoberta e Teorias	7
2.2 Características dos Decréscimos	11
3 INTERAÇÕES NÃO-RESSONANTES ENTRE PARTÍCULAS CARREGADAS E MDS	19
3.1 Modelo Para Interações Não-Ressonantes Entre Partículas Carregadas e MDS	19
4 ANÁLISE DE DADOS E O MÉTODO DE MONTE CARLO .	27
4.1 A Missão Espacial Ulysses	27
4.2 Decréscimos Magnéticos em Altas Latitudes Heliosféricas	29
4.3 Decréscimos Magnéticos em Baixas Latitudes Heliosféricas	33
4.3.1 Evento 1 - Choque Interplanetário	34
4.3.2 Evento 2 - Região de Interação Corrotante	38
4.4 O Método de Monte Carlo	42
5 RESULTADOS	49
5.1 Código Computacional Desenvolvido para o Cálculo de Difusão Perpen- dicular de Partículas	49
5.2 Resultados de Difusão de Partículas em Baixas Latitudes Heliosféricas - Evento 1	57
5.3 Resultados de Difusão de Partículas em Baixas Latitudes Heliosféricas - Evento 2	62
5.4 Resultados de Difusão de Partículas em Altas Latitudes Heliosféricas . .	66
5.5 Comparações entre Difusão em Baixas e Altas Latitudes Heliosféricas . .	73
6 CONCLUSÕES	81
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	85

1 INTRODUÇÃO

O interesse e fascínio do homem pelo espaço é algo que se estende por milênios. O primeiro fenômeno espacial documentado se refere às auroras, emissões eletromagnéticas em um grande intervalo de frequências e que podem ser bastante intensas, decorrentes da liberação de energia das partículas do vento solar no interior da magnetosfera terrestre nas regiões polares. Referências a auroras podem ser encontradas em literaturas remotas, tanto do ocidente como do oriente, datadas de mais de 2000 anos A.C., mostrando que o fenômeno já despertava interesse, superstição, temor e curiosidade mesmo antes do desenvolvimento da ciência como a conhecemos hoje (KIVELSON; RUSSEL, 1995; AKASOFU; CHAPMAN, 1972).

Um outro fenômeno espacial que possui relatos muito antigos na literatura são as popularmente chamadas “estrelas cadentes”, fenômeno caracterizado por luzes em movimento no céu noturno. Hoje em dia é conhecido o fato de que essas luzes são causadas simplesmente pela entrada de poeira e pequenos corpos interplanetários na atmosfera da Terra, mas no passado elas se encarregaram de mexer com o imaginário popular.

No entanto, o surgimento de estudos sistemáticos empregando o método científico aos fenômenos espaciais e terrestres tardou muito a acontecer. A alavanca para essa evolução foi a descrição do campo geomagnético em 1600 por Gilbert (GILBERT, 1958). A existência desse campo já havia sido percebida através da orientação de bússolas primitivas vários séculos antes (CAMPBELL, 1984; AKASOFU; CHAPMAN, 1972). Porém, somente com o trabalho de Gilbert foi possível uma explicação concisa do fenômeno. A partir de então, estudos científicos mais detalhados, e não apenas observacionais, abriram as portas para o desenvolvimento desse ramo da ciência até seu status atual.

Foi a partir daí também que teve início a separação, embora ainda em termos, das emergentes ciências espaciais e da astrologia, pseudo-ciência bastante cultuada e creditada naquela época. Infelizmente, até os dias atuais a ciência não é um instrumento muito difundido em todos os setores sociais. Muitas crendices populares nitidamente ainda sobrevivem em uma época em que uma missão tripulada a Marte é uma realidade próxima, uma época em que sondas espaciais lançadas décadas atrás cruzam os limites de nosso sistema solar e continuam enviando os dados coletados à Terra, uma época em que os avanços na genética permitem o tratamento de doenças

degenerativas através da manipulação de células clonadas. Mas é inegável o grande, rápido e eficiente avanço científico e tecnológico alcançado desde o fim da idade média e, mesmo que muitas pessoas ainda vejam a ciência com uma certa desconfiança e resistência, é impossível não se render aos seus benefícios, sejam eles em qualquer área do conhecimento humano, sejam eles compatíveis e acessíveis a qualquer classe social.

As pesquisas em física espacial se preocupam principalmente com as interações que ocorrem entre partículas energéticas carregadas e campos elétricos e magnéticos, que preenchem todo o espaço interplanetário e as magnetosferas planetárias. No sistema solar a energia dessas partículas carregadas provém principalmente do Sol ou da interação do vento solar com as magnetosferas. Porém, essas interações não são triviais, uma vez que os campos elétricos e magnéticos que determinam o movimento das partículas são afetados pela própria presença e movimento das partículas (PARKS, 1991; KIVELSON; RUSSEL, 1995).

Uma vez que as interações entre partículas carregadas e campos são entendidas, através do conhecimento das características das partículas, por exemplo, pode-se deduzir as características dos campos elétrico e magnético de uma certa região, e vice-versa. Além disso, como colisões mecânicas entre partículas no plasma interplanetário são praticamente inexistentes devido à sua baixa densidade, o estudo do movimento dessas partículas pode ser importante no entendimento do transporte de energia entre regiões distintas.

Vários tipos de pesquisas espaciais foram e ainda são desenvolvidas com observações feitas a partir da superfície do planeta, com o auxílio de câmeras, fotômetros, espectrômetros, magnetômetros, radares, dentre vários outros tipos de instrumentos bastante sensíveis aos processos que ocorrem em altas altitudes na atmosfera superior e na magnetosfera. Entretanto, alguns fenômenos não podem ser observados diretamente a partir do solo.

Um exemplo claro de um fenômeno impossível de ser estudado a partir de dados coletados em solo diz respeito à AKR (do inglês *Auroral Kilometric Radiation*), um tipo de radiação emitida por partículas magnetosféricas nas regiões polares do planeta (GURNETT, 1974; MORIOKA et al., 1981). A frequência na qual a radiação é gerada sofre reflexão na ionosfera e só pode ser estudada acima dessa camada. Assim, atualmente a maior parte das pesquisas são conduzidas com o auxílio de

foguetes e satélites, que permitem que as medidas sejam obtidas nas regiões onde as interações realmente acontecem (KIVELSON; RUSSEL, 1995). Essas observações obtidas *in situ* contribuem de forma bastante significativa para o conhecimento e melhor compreensão dos processos.

Apesar do considerável entendimento e desenvolvimento que já foram atingidos, ainda há muito o que se desvendar nesse ramo da ciência. Existem mais pontos obscuros que conhecimentos adquiridos na física espacial. Isso se deve à complexa geração e evolução dos fenômenos e também ao enorme grau de dificuldade encontrado em suas investigações. Devido a essa conspiração de fatores, grande parte do que é conhecido sobre o assunto remonta de observações experimentais. Surge assim a necessidade de simulações computacionais e de modelos teóricos, que aliados às observações, podem ajudar na obtenção de conhecimentos mais aprofundados e abrangentes sobre o assunto.

O presente trabalho tem como objetivo principal um estudo estatístico teórico-computacional do efeito da interação de partículas carregadas com os fenômenos conhecidos, predominantemente, como decréscimos magnéticos (MD, do inglês *magnetic decreases*) e buracos magnéticos (MH, *magnetic holes*) (TURNER et al., 1977; TSURUTANI et al., 2002b; TSURUTANI et al., 2010). Para sua concretização foi necessário também fazer algumas análises de dados de campo magnético interplanetário, obtidos pela missão espacial Ulysses, com o intuito de se obter conhecimentos relevantes sobre as características dos MD/MH em regiões ainda não exploradas pela literatura. Essa parte do trabalho constitui um segundo objetivo, que é a compreensão das características dos MD/MH em diferentes regiões heliosféricas, submetidas a variados regimes de campos e de plasma. Os MD/MH também constituem exemplos de fenômenos que somente podem ser estudados com o auxílio de satélites, pois ocorrem, a princípio, em todo o espaço interplanetário.

Os decréscimos e buracos magnéticos constituem regiões do espaço onde a intensidade do campo magnético interplanetário sofre quedas consideráveis, facilitando assim a penetração e acúmulo de partículas carregadas em seus interiores. Além disso, com uma menor resistência magnética, os centros de guia das partículas energéticas sofrem deslocamentos ao interceptarem essas regiões de decréscimos, gerando como efeito líquido da interação uma difusão dos centros de guia que se faz perpendicularmente às linhas de campo. O foco desse trabalho é exatamente essa difusão perpendicular de partículas carregadas causada pela interação das mesmas com os

MD/MH.

Pelo fato desses decréscimos magnéticos já terem sido observados por vários grupos diferentes de pesquisadores em diferentes épocas e localizações, tanto na heliosfera quanto dentro da própria magnetosfera terrestre, já receberam várias denominações diferentes, tais como decréscimos e buracos magnéticos, buracos, bolhas magnéticas, cavidades magnéticas, diminuições magnéticas, etc (TURNER et al., 1977; BURLAGA; LEMAIRE, 1978; LÜHR; KLÖCKER, 1987; WINTERHALTER et al., 1994; WINTERHALTER et al., 1995; FRÄNZ et al., 2000; TSURUTANI et al., 1999; TSURUTANI et al., 2002a; TSURUTANI et al., 2002b). Os decréscimos já foram identificados tanto em altas (TSURUTANI et al., 1999; TSURUTANI et al., 2002b; TURNER et al., 1977; BURLAGA; LEMAIRE, 1978) quanto em baixas latitudes heliosféricas (TSURUTANI et al., 2009; TSURUTANI et al., 2010) e a grandes e pequenas distâncias do Sol (TSURUTANI et al., 2009; LÜHR; KLÖCKER, 1987). Ao que tudo indica, parecem permear toda a heliosfera.

Devido aos fatores complicantes para a realização de medidas *in situ* e à relativamente recente descoberta do fenômeno feita por Turner et al. (1977), os MD/MH ainda carecem de uma melhor compreensão teórica, assim como os demais campos de interesse da física espacial. Até mesmo no que diz respeito à sua geração, os pesquisadores ainda não chegaram a uma resposta definitiva, apesar de muito já ter sido descoberto e esclarecido sobre suas propriedades através de análises de dados interplanetários.

Existem várias teorias que se destacam na tentativa de explicar de forma satisfatória a formação dos decréscimos magnéticos. Winterhalter et al. (1994) e Winterhalter et al. (1995) propuseram que os mesmos fossem causados por instabilidades interplanetárias do tipo *mirror-mode*. Baumgartel (1999) tentou descrever os decréscimos como ondas MHD solitárias se propagando em grandes ângulos em relação ao campo magnético ambiente. Vasquez e Hollweg (1999) sugeriram que interações onda-onda pudessem ser uma possível explicação para os fenômenos. Mais recentemente, na última década Tsurutani et al. (2002a) e Dasgupta et al. (2003) propuseram que a dissipação de ondas de Alfvén poderia criar os decréscimos através da força ponderomotiva. Em um estudo ainda mais recente, Tsubouchi (2009) propôs que a formação de MDs poderia se dar através de ondas de Alfvén com choques interplanetários.

A idéia principal deste trabalho é usar um modelo geométrico que foi desenvolvido por Tsurutani et al. (1999) e Tsurutani e Lakhina (2004) para o estudo de intera-

ções não-ressonantes entre partículas carregadas e MDs. O ponto de partida são as funções de distribuição empíricas/observacionais para os parâmetros dos MD/MH que são usadas para se fazer cálculos sobre a difusão característica de partículas nas regiões de interesse. Para a representação estatística das funções de distribuição foi utilizado o método de Monte Carlo (MMC). A obtenção de pontos estatisticamente representativos através do método de Monte Carlo é baseada em probabilidades dependentes apenas do estado atual e do estado a ser atingido pelo parâmetro de interesse, como será apresentado e discutido posteriormente no Capítulo 4. Os cálculos de difusão de partículas foram feitos com o auxílio de um código computacional que foi desenvolvido especificamente para a realização deste trabalho. Esse código foi escrito em linguagem computacional FORTRAN 90 e será detalhadamente discutido no Capítulo 5.

Com o intuito de expor de uma forma clara e concisa as idéias principais através das quais se fez possível a realização deste trabalho, bem como a sequência dos passos mais relevantes que foram seguidos para tal, o texto se encontra dividido da seguinte maneira:

- No Capítulo 2 são apresentadas e discutidas as principais características físicas atualmente conhecidas dos decréscimos magnéticos e suas relações com a difusão de partículas carregadas no meio interplanetário. Além disso, são apresentados e discutidos os pontos principais de algumas das teorias já propostas para a explicação dos fenômenos desde a sua descoberta na década de 1970.
- O Capítulo 3 traz uma descrição detalhada do modelo geométrico que foi utilizado para os estudos sobre difusão de partículas devido às interações das mesmas com regiões de menor intensidade de campo magnético. Além disso, este capítulo contém dois gráficos com resultados que foram usados de forma comparativa com o trabalho de [Tsurutani et al. \(1999\)](#) para a validação do modelo empregado.
- Já o Capítulo 4 contém descrições sobre os dados utilizados no trabalho e uma breve discussão sobre o missão espacial Ulysses, de onde foram obtidos os dados. O capítulo também apresenta de uma forma direta e objetiva o Método de Monte Carlo, usado nos cálculos de difusão de partículas em altas e baixas latitudes heliosféricas. Além disso, no Capítulo 4 estão as

análise de dados e estudo das características dos decréscimos magnéticos em baixas latitudes.

- Os resultados de difusão perpendicular ao campo de partículas carregadas obtidos neste trabalho são apresentados no Capítulo 5, que traz também uma descrição detalhada de como os cálculos foram feitos e do código elaborado em FORTRAN 90 para tal fim.
- Por fim, o Capítulo 6 apresenta a discussão final e as conclusões obtidas.

2 DECRÉSCIMOS MAGNÉTICOS

Os buracos e decréscimos magnéticos são fenômenos que foram descobertos no vento solar há aproximadamente três décadas, mais precisamente no ano de 1977 (TURNER et al., 1977). Basicamente, são regiões do espaço onde o campo magnético interplanetário sofre decréscimos consideráveis, podendo sofrer reduções de até 90% de sua magnitude total. Foram descobertos após o advento dos satélites e espaçonaves e só podem ser detectados por medidas de campo magnético *in situ* ou por medidas indiretas sobre o comportamento de partículas carregadas. Dessa forma, não podem ser detectados por medidas feitas em solo.

Devido à sua relativamente recente descoberta no espaço, a origem do fenômeno ainda não é completamente compreendida, apesar do incessante esforço que tem sido empregado pelos pesquisadores da área para tal desde a sua primeira observação. A difusão não-ressonante de partículas carregadas transversalmente ao campo devido aos baixos valores de campo magnético é tida como uma das principais consequências da existência dos MD/MH no espaço interplanetário, constituindo o foco desse trabalho.

Neste capítulo serão apresentadas as principais características conhecidas dos MD/MH, assim como um histórico de detecção dos fenômenos no meio interplanetário. Além disso, serão descritas as principais teorias que já foram propostas na tentativa de sua plena explicação. Algumas dessas teorias não mais se sustentam. Não se tem conhecimento até o momento da existência de uma única teoria capaz de explicar todos os fenômenos observados, embora as teorias conhecidas sejam capazes de explicar algumas das características dos MD/MH.

2.1 Decréscimos e Buracos Magnéticos - Descoberta e Teorias

A expressão buraco magnético foi usada pela primeira vez por Turner et al. (1977) para caracterizar diminuições localizadas na intensidade total do campo magnético interplanetário (IMF, do inglês *Interplanetary Magnetic Field*), detectadas em 1971 pelo satélite IMP-1¹, no plano da eclíptica e a 1 UA² (Unidade Astronômica) de

¹O satélite IMP-1 foi lançado em 13 de março de 1971, em uma órbita elíptica e possuindo um apogeu de mais de 200000 km. Seu eixo de rotação era perpendicular ao plano da eclíptica, com um período de *spin* de 10,5 segundos. O satélite era impulsionado por células solares e baterias químicas. A espaçonave voltou à atmosfera terrestre no dia 2 de outubro de 1974.

²1 UA é a distância média entre a Terra e o Sol, sendo dada por 149,59787069 milhões de quilômetros (FILHO; SARAIVA, 2000).

distância da Terra. Os buracos magnéticos foram inicialmente definidos por [Turner et al. \(1977\)](#) como quedas nos valores absolutos do IMF para valores inferiores a 1 nT (nano Tesla), detectados a partir de dados de campo magnético de alta resolução suavizados em intervalos de 15 segundos.

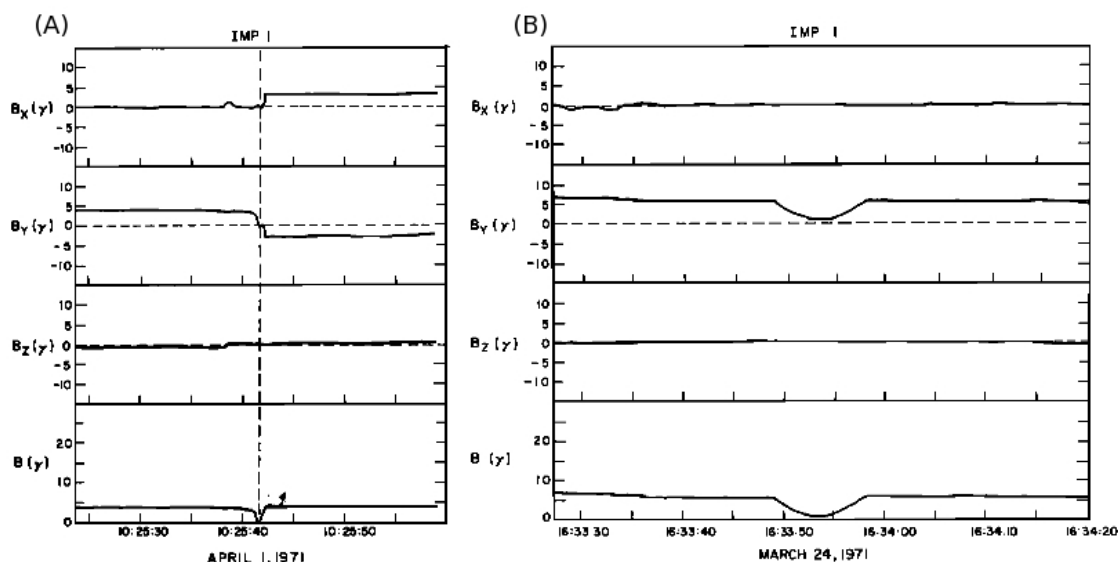


Figura 2.1 - Dois exemplos de MHs observados pelo satélite IMP-1 no plano da eclíptica e a 1 UA da Terra, em 1971. O painel (A) corresponde a um buraco magnético com rotação dos componentes do campo magnético, enquanto o painel (b) diz respeito a um buraco magnético linear, sem variação angular das componentes.

Fonte: Adaptado de [Turner et al. \(1977\)](#).

Naquele clássico trabalho foram encontrados 28 buracos magnéticos em 18 dias analisados ³, com uma taxa de ocorrência média dos MH de aproximadamente 1,55 ao dia. Todos foram reconhecidos como eventos distintos, ao invés de depressões aleatórias em regiões perturbadas e com baixos valores de campo. As “durações temporais observacionais” ⁴ dos buracos magnéticos encontrados se distribuem entre 2 e 130 segundos, com valores médios de 50 s. Considerando-se que as estruturas encontradas por [Turner et al. \(1977\)](#) são arrastadas pelo vento solar a velocidades

³As análises corresponderam ao intervalo entre os dias 18 de março e 6 de abril de 1971.

⁴As “durações temporais observacionais” dos eventos podem ser entendidas como o tempo em que os decréscimos são observados pela espaçonave ou satélite, sendo um efeito convectivo.

da ordem de 400 km/s, suas espessuras médias ao longo da direção radial são da ordem de aproximadamente 2×10^4 km. Essa conversão pode ser feita simplesmente multiplicando-se a “duração temporal observacional” do evento pela velocidade média em que os decréscimos são transportados pelo vento solar na região de interesse. Como a velocidade do vento solar é muito maior que a velocidade da espaçonave que faz as medições, a velocidade da espaçonave pode ser desconsiderada para esse cálculo, sem maiores prejuízos aos resultados.

Vários decréscimos detectados no trabalho de [Turner et al. \(1977\)](#) eram acompanhados também de uma rotação na direção do campo magnético. A figura 2.1 mostra dois eventos de MHs detectados. O painel (A) contém um evento de MH onde há rotação do campo magnético. A componente B_y apresentava valores próximos a $4\gamma^5$ antes do MH. Durante o evento seus valores sofrem uma mudança de sinal, se estabilizando em valores de aproximadamente -3γ . Isso evidencia uma rotação na direção do campo magnético. Já no painel (B) está evidenciado um caso de MH onde não há rotação do campo magnético. A magnitude do campo magnético total e da componente B_y sofrem variações durante a detecção do MH. Porém, após a passagem do evento pelo satélite seus valores voltam aproximadamente aos valores que possuíam antes da detecção, sem a ocorrência de uma rotação na direção do campo magnético. Os fenômenos onde não se apresentam rotações em \mathbf{B} ou onde essas rotações são inferiores a 10° são atualmente chamados de decréscimos magnéticos lineares ([HO et al., 1995](#); [BUTI et al., 2001](#); [TSURUTANI et al., 2010](#)).

A partir do descobrimento dos eventos, várias tentativas de caracterização e explicação de suas causas têm sido feitas. Apesar disso, várias hipóteses já não são mais sustentadas, caindo em desuso por não serem efetivas no que se propõem a explicar. Dentre essas tentativas mal-sucedidas de explicação dos fenômenos pode-se incluir [Baumgartel \(1999\)](#), que sugeriu que os fenômenos fossem criados por sólitons MHD se propagando a grandes ângulos em relação ao campo magnético ambiente e [Vasquez e Hollweg \(1999\)](#), que tentaram explicar os decréscimos como produto resultante de interações onda-onda. [Tsubouchi \(2009\)](#) apresentou uma teoria que propõe a formação dos MDs através da interação de ondas de Alfvén com choques interplanetários.

Na década de 1990, [Winterhalter et al. \(1994\)](#) e [Winterhalter et al. \(1995\)](#) tentaram explicar as causas do fenômeno como sendo as instabilidades do tipo *mirror*

⁵ $1 \gamma = 10^{-9}$ Tesla = 1 nT.

mode. Sugeriram ainda que os MD fossem fenômenos remanescentes de estruturas caracterizadas por esse tipo de instabilidade, que seriam criadas em regiões distintas da heliosfera e transportadas até o ponto de detecção pelo vento solar. As instabilidades do tipo *mirror mode* são caracterizadas por diferenças entre as energias das partículas na direção paralela e perpendicular ao campo magnético ($\frac{T_{\perp}}{T_{\parallel}} > 1$, onde T_{\perp} é a temperatura das partículas na direção perpendicular ao campo magnético e T_{\parallel} é a temperatura paralela ao campo). Em decorrência desse tipo de instabilidade, as partículas presentes em regiões instáveis são aceleradas perpendicularmente em relação ao campo magnético local.

Além disso, existem outros indicadores que levaram Winterhalter et al. (1994) e Winterhalter et al. (1995) a defender a teoria de que os MD poderiam ser realmente resquícios de instabilidades do tipo *mirror-mode*. Um dos indícios é o fato de que a pressão de plasma dentro dos decréscimos detectados se mostrou maior que a pressão de plasma nas vizinhanças dos eventos, evidenciando assim a ocorrência de aceleração de partículas perpendicularmente ao campo. Um outro ponto importante que sustenta tal teoria é que o plasma ao redor dos decréscimos não apresentava a referida instabilidade, enquanto que o plasma no interior dos decréscimos se aproximava muito mais desse tipo de instabilidade que outras regiões do vento solar. Por fim, o plasma próximo aos decréscimos detectados tendeu a apresentar valores para a razão $\frac{T_{\perp}}{T_{\parallel}}$ muito maiores que regiões afastadas das estruturas.

Mais recentemente, Tsurutani et al. (2002a) e Dasgupta et al. (2003) sugeriram que o escarpamento de ondas de Alfvén poderia levar à aceleração perpendicular de partículas, que através de efeitos diamagnéticos causariam os decréscimos magnéticos. Supostamente, esses decréscimos seriam causados pela força ponderomotiva associada à aceleração perpendicular das partículas e, conseqüentemente, ao aumento da componente da energia cinética perpendicular ao campo magnético (E_{\perp}). Essa força está associada aos gradientes de campo da onda, que levam a uma variação da energia cinética das partículas ao longo de uma órbita ciclotrônica (TSURUTANI et al., 2005; CHEN, 1984; TSURUTANI et al., 2010).

As duas últimas teorias supracitadas são as mais aceitas atualmente pela comunidade científica para a geração dos decréscimos. No entanto, nenhuma delas é capaz de explicar de uma forma completamente satisfatória a totalidade dos eventos que já foram observados. Assim, ou os eventos podem ser associados a causas diferentes ou, se têm a mesma causa, esse processo ainda não foi descoberto ou completamente

compreendido. Nesse ponto, ainda serão necessárias muitas simulações computacionais e novos dados interplanetários, para que uma determinação inequívoca das causas dos fenômenos seja atingida.

2.2 Características dos Decréscimos

Atualmente, chegou-se a um consenso de que os decréscimos magnéticos e buracos magnéticos são presumivelmente o mesmo fenômeno (TSURUTANI et al., 2002b; TSURUTANI et al., 2010). No entanto, alguns autores ainda fazem distinção entre ambos, com a ressalva de que os MDs são maiores em extensão e apresentam descontinuidades no campo magnético. Assumindo a equivalência entre os buracos e decréscimos, a partir desse ponto do texto os fenômenos serão chamados inequivocamente apenas de decréscimos magnéticos ou MDs.

Em geral, MDs no meio interplanetário ocorrem próximos às regiões de escarpamento das ondas de Alfvén (TSURUTANI et al., 1994). À medida que as ondas se propagam para longe do Sol suas velocidades de fase diminuem ⁶. Assim, para a conservação do *momentum* suas amplitudes se tornam cada vez maiores, levando ao escarpamento. Esse fenômeno é considerado o responsável pela aceleração perpendicular das partículas dentro dos MDs, através da força ponderomotiva (TSURUTANI et al., 2002a; TSURUTANI et al., 2005; TSURUTANI et al., 2005).

A figura 2.2 mostra 3 exemplos de decréscimos magnéticos observados pela espaçonave Ulysses próximo ao pólo sul da heliosfera (TSURUTANI; HO, 1999). Os valores de campo estão representados no sistema de coordenadas RTN ⁷. As linhas verticais tracejadas representam o começo e o fim dos MDs nos conjuntos de dados. No painel (a) estão mostrados os dados de campo magnético de um MD onde a magnitude do campo cai de $\approx 1,5$ nT para $\approx 0,2$ nT entre $\approx 0942:40$ e $0944:10$ UT. Como acontece com frequência, o decréscimo no campo é delimitado por duas claras descontinuidades em seus valores. As descontinuidades são caracterizadas por mudanças bruscas no valor e na orientação do campo magnético (HO et al., 1995; TSURUTANI et al., 2002b). Nesse caso, as orientações das componentes do campo antes e depois do MD

⁶A velocidade das ondas de Alfvén é dada por $V_A = (B^2/\mu_o\rho)^{1/2}$, onde B é a magnitude do campo magnético, μ_o é a permeabilidade magnética do vácuo e ρ é a densidade de massa (BITTENCOURT, 2004). Por exemplo, próximo ao Sol as velocidades das ondas de Alfvén são extremamente elevadas (≈ 1200 km/s em 4 raios solares) se comparadas com seus valores em 1 UA ($\approx 50-70$ km/s).

⁷ \hat{R} aponta radialmente para fora do Sol em direção à espaçonave, \hat{T} é definido por $\frac{(\hat{\omega} \times \hat{R})}{|\hat{\omega} \times \hat{R}|}$, onde $\hat{\omega}$ é o eixo de rotação do Sol e \hat{T} completa o sistema destrógiro (HAPGOOD, 1992).

são praticamente as mesmas.

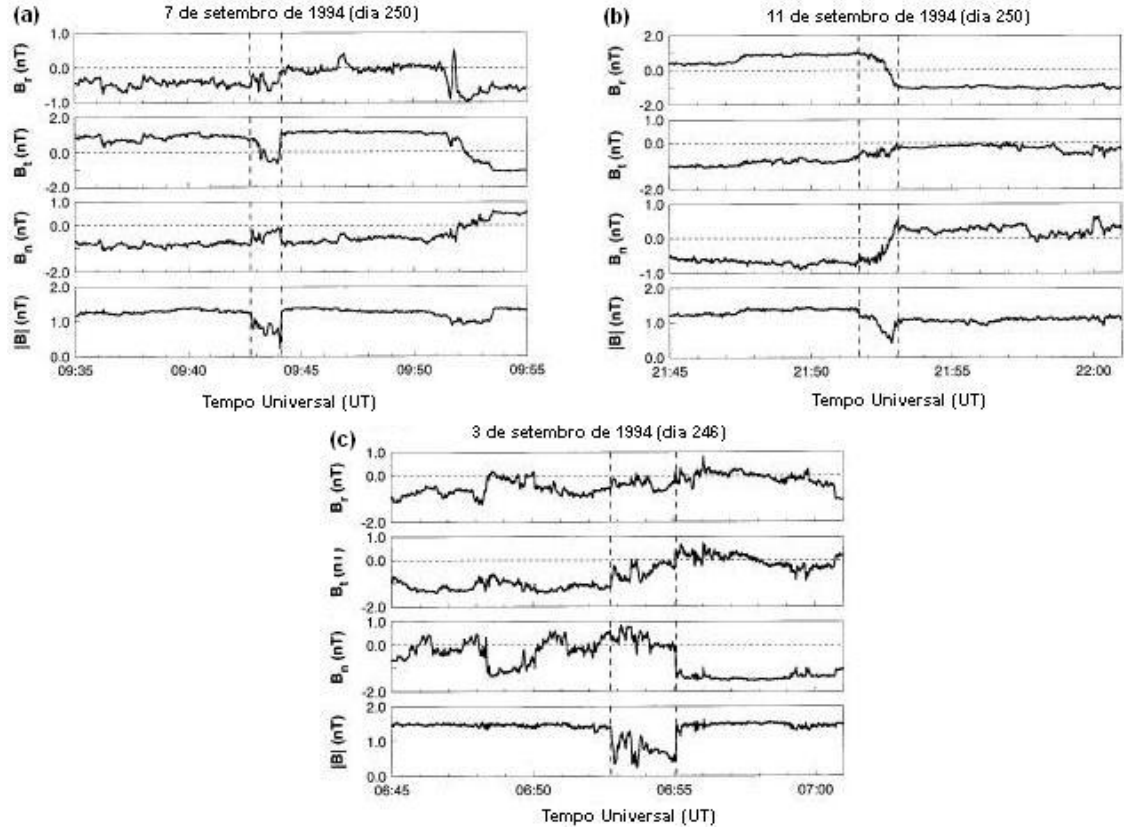


Figura 2.2 - Três exemplos de MDs observados pela espaçonave Ulysses próximo ao pólo sul da heliosfera em setembro de 1994.

Fonte: Adaptado de Tsurutani e Ho (1999).

A figura 2.2 (b) mostra um outro tipo de MD. A direção do campo muda de forma suave ao longo da duração do evento, sendo consideravelmente diferente depois. A magnitude de \mathbf{B} também muda, sendo da ordem de $\approx 1,4$ nT antes e caindo a ≈ 1 nT depois do evento. Por fim, o MD mostrado na figura 2.2 (c) apresenta também claras discontinuidades em suas bordas. Os valores da magnitude do campo magnético são praticamente iguais antes e depois da estrutura, porém os valores e direções de suas componentes variam consideravelmente.

Os eventos que já foram observados até o momento possuem dimensões da ordem

de ≈ 800 km (TURNER et al., 1977) a $\approx 4 \times 10^5$ km (TSURUTANI et al., 1999). No que diz respeito ao tempo de duração dos fenômenos, podem ser relativamente curtos, perdurando por apenas alguns segundos, até dezenas de minutos ou mesmo horas (DASGUPTA et al., 2003).

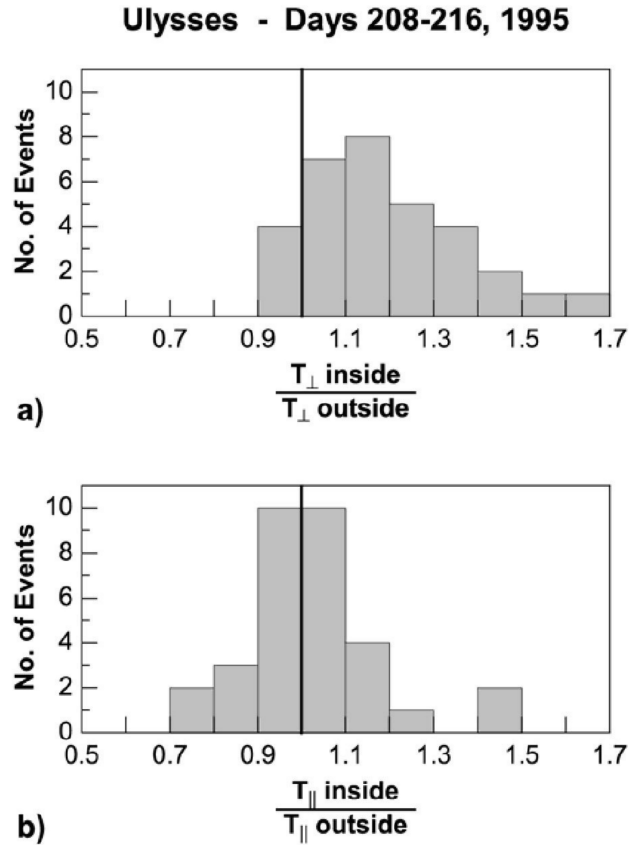


Figura 2.3 - Distribuição dos eventos em função da razão entre as temperaturas dentro e fora dos MDs, nas direções perpendicular (a) e paralela (b).

Fonte: Tsurutani et al. (2005).

Sabe-se que os MDs são estruturas de equilíbrio de pressão. A pressão total, constituída pela pressão térmica ($\sum n_i k T_i$) mais a pressão magnética ($B^2/2\mu_0$) em seus interiores é aproximadamente constante (WINTERHALTER et al., 1994; TSURUTANI et al., 2010). Esse aumento da pressão térmica decorre do fato de que, com valores de campo mais baixos, as partículas penetram com mais facilidade nos MDs. Além

disso, são sutis as acelerações sofridas no interior das estruturas, sendo insuficientes para acarretarem perdas consideráveis de partículas. Por esses motivos, os decréscimos são regiões caracterizadas por altos valores do parâmetro β ⁸. Na expressão acima para a pressão térmica, n_i e T_i representam a densidade e a temperatura da i -ésima espécie (elétrons, prótons ou íons pesados), e k é a constante de Boltzmann.

Como já foi dito anteriormente, também é observado que as temperaturas perpendiculares ao campo das partículas dentro dos MDs são maiores que fora ($\approx 20\%$, evidenciando a aceleração perpendicular no interior das estruturas), enquanto as temperaturas paralelas são essencialmente as mesmas dentro e fora. A figura 2.3 mostra as razões entre T_{\perp} e T_{\parallel} , dentro e fora dos MDs. O painel inferior (figura 2.3 (b)) mostra as razões para T_{\parallel} . O centro da distribuição é próximo de 1, resultado este que, dentro de uma variabilidade estatística, mostra de forma clara a equivalência entre T_{\parallel} dentro e fora das estruturas. Já no caso de T_{\perp} (figura 2.3 (a)), é evidente que existe um desvio na distribuição para valores maiores que a unidade, mostrando assim que valores maiores são atingidos para as temperaturas perpendiculares dentro dos MDs, se comparados aos valores observados fora das estruturas. O fato de as temperaturas perpendiculares serem maiores dentro dos MDs implica que ocorre energização de plasma perpendicularmente ao campo magnético. Tsurutani et al. (2005) sugerem que essa energização esteja associada ao escarpamento de ondas de Alfvén. Esses resultados foram obtidos por Tsurutani et al. (2005) através de análises de dados coletados pela espaçonave Ulysses para vários decréscimos observados entre os dias 27 de julho e 4 de agosto de 1995.

Ainda no mesmo trabalho, Tsurutani et al. (2005) obtiveram um outro resultado muito importante sobre a aceleração perpendicular de partículas dentro dos decréscimos. A Figura 2.4 mostra a distribuição de velocidades perpendiculares de prótons para um evento de decréscimo magnético ocorrido no dia primeiro de agosto de 1995. A curva vermelha representa a distribuição de velocidades fora do MD, enquanto a azul representa a distribuição dentro do MD. O interessante a ser notado nesse gráfico é a posição relativa entre as duas curvas. A curva azul está sempre acima da curva vermelha para velocidades acima de 40 km/s. Isso indica que praticamente toda a distribuição de prótons é acelerada no interior dos MDs, e não apenas um pequeno intervalo do espaço de velocidades, como ocorre com as inte-

⁸O parâmetro β , também conhecido como β de plasma, é uma medida relativa entre as pressões térmica e magnética, sendo definido como a razão entre ambas, dado pela expressão $\beta = \frac{p_c}{B^2/2\mu_0}$ onde p_c é a pressão térmica (KIVELSON; RUSSEL, 1995)

rações ressonantes (CHEN, 1984). No caso de interações ressonantes, a ressonância entre a onda e as partículas somente acontece se as condições de ressonância necessárias forem satisfeitas. Além disso, esse tipo de interação somente cederia energia às partículas compreendidas em uma certa faixa específica de energias (BITTENCOURT, 2004; KIVELSON; RUSSEL, 1995), um resultado completamente diferente da situação mostrada na Figura 2.4.

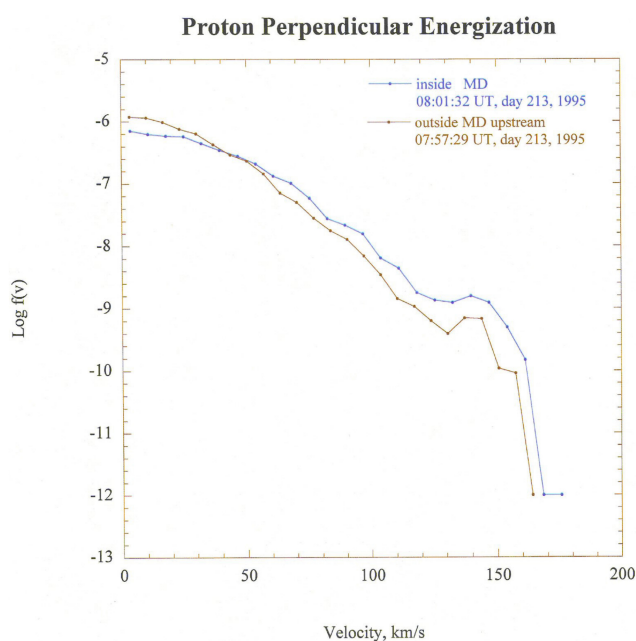


Figura 2.4 - Distribuição de velocidades perpendiculares de prótons dentro e fora de um MD. As velocidades são aumentadas em praticamente todos os valores de velocidade dentro da estrutura.
 Fonte: Tsurutani et al. (2005).

Uma última consideração a ser feita sobre as características dos MDs diz respeito à sua distribuição latitudinal na heliosfera. Ao analisarem dados entre os anos de 1994 e 1995, também obtidos pela missão espacial Ulysses, Winterhalter et al. (2000) constataram que não existe uma variação significativa na taxa de ocorrência de MDs ao se variar a distância radial de observação. A taxa de ocorrência sofre alterações que devem ser levadas em consideração apenas a partir de distâncias superiores a 5 UA do Sol. Porém, chegaram a uma conclusão importante quando estudaram a

relação da taxa de ocorrência com a latitude heliocêntrica. Os dados mostraram que os MDs são muito mais frequentes em baixas latitudes, em locais mais próximos ao plano da eclíptica ($|\Phi| < 30^\circ$). A Figura 2.5 mostra uma nítida anticorrelação entre a velocidade do vento solar e a taxa de ocorrência de MDs. Nas regiões equatoriais, onde a velocidade do vento solar é mais baixa, a taxa de ocorrência atinge valores entre 4 e 5 MDs por raio solar. Em maiores latitudes heliosféricas ($|\Phi| > 30^\circ$), onde a velocidade do vento solar é da ordem de 800 km/s , a taxa de ocorrência é muito menor, da ordem de 0,5 MDs por raio solar. Winterhalter et al. (2000) constataram também que a maior parte dos MDs detectados em baixas latitudes ocorrem em regiões de interação corrotante (uma discussão um pouco mais abrangente sobre tais regiões será apresentada na subseção 4.3.1).

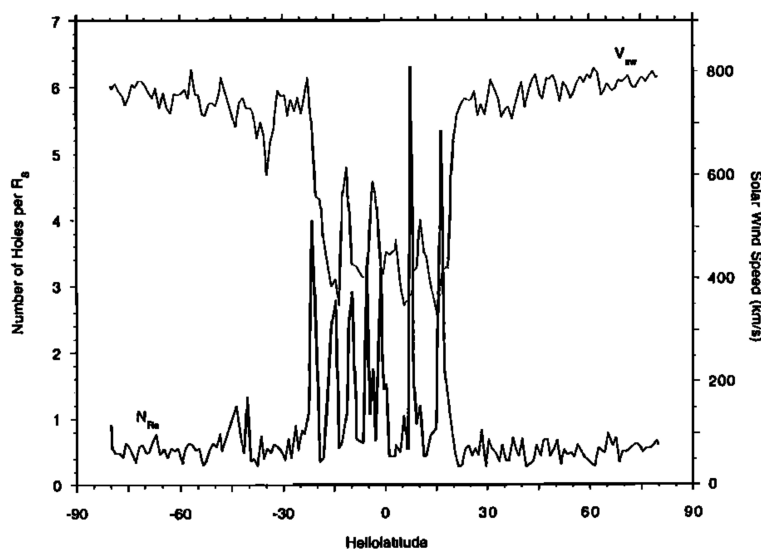


Figura 2.5 - Dependência latitudinal dos MDs. O número de MDs por raio solar (curva inferior e escala da esquerda) e a velocidade do vento solar (curva superior e escala da direita) plotados em função da latitude heliosférica.

Fonte: Winterhalter et al. (2000).

Uma outra característica interessante a ser salientada diz respeito à taxa de ocorrência se manter aproximadamente constante para latitudes maiores que 30° . Em latitudes ainda maiores, $\approx 60^\circ$, sabe-se que os processos dinâmicos de grande escala, tais como as regiões de interação corrotante e as ejeções coronais de massa, são

inexistentes (WINTERHALTER et al., 2000). Assim, os MDs detectados nessas regiões não podem ser associados a tais processos. Dessa forma, uma melhor compreensão das origens dos MDs ainda se faz necessária.

A interação de partículas carregadas com MDs (interação não-ressonante) leva majoritariamente a deslocamentos nos centros de guia das partículas (difusão) e espalhamento do tipo *pitch angle* (espalhamentos ao longo do campo magnético ambiente) como um efeito de segunda ordem. Esse tipo de interação é diferente daquela ocorrida entre ondas e partículas (interações ressonantes). Nas interações ressonantes, se as condições para ressonância não forem completamente satisfeitas o resultado da interação é praticamente desprezível. Além disso, nessas interações o efeito principal é espalhamento de *pitch angle*, enquanto a difusão é um resultado secundário (LANDAU, 1946; KENNEL; PETSCHKEK, 1966; TSURUTANI; THORNE, 1982; LYONS; WILLIAMS, 1984; TSURUTANI; LAKHINA, 1997). No próximo capítulo será tratada com mais detalhes a interação não-ressonante, base deste trabalho.

3 INTERAÇÕES NÃO-RESSONANTES ENTRE PARTÍCULAS CARREGADAS E MDS

Neste capítulo é apresentado o modelo que foi utilizado para o estudo das interações não-ressonantes entre partículas carregadas e decréscimos magnéticos. Essas interações levam a deslocamentos nos centros de guia das partículas e, conseqüentemente, à difusão perpendicular ao campo magnético. O modelo foi desenvolvido por Tsurutani et al. (1999) e Tsurutani e Lakhina (2004).

3.1 Modelo Para Interações Não-Ressonantes Entre Partículas Carregadas e MDs

O modelo a ser usado é de grande abrangência e pode ser aplicado a qualquer região onde existam grandes gradientes no campo magnético. Assim, pode ser utilizado para uma grande variedade de plasmas espaciais e astrofísicos. Vale ressaltar aqui que o mesmo é estritamente não-ressonante, não podendo ser usado para o estudo de interações ressonantes.

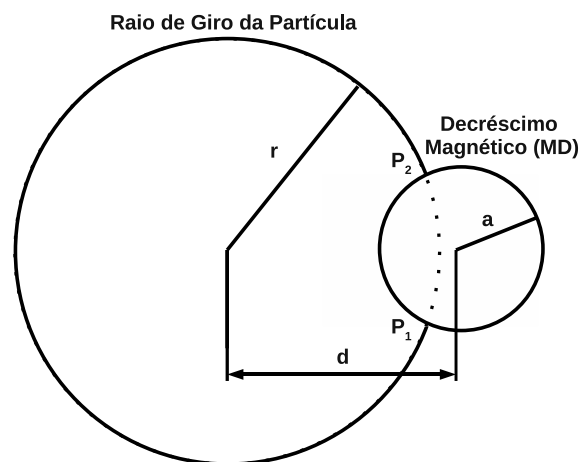


Figura 3.1 - Geometria da interação entre uma partícula carregada e um MD, com parâmetro de impacto “d”. Neste caso $r > a$.
Fonte: adaptada de Tsurutani et al. (1999).

A Figura 3.1 ilustra a geometria básica da interação entre uma partícula carregada e um MD. Inicialmente, a partícula descreve uma trajetória circular (movimento

ciclotrônico) de raio “ r ” em uma região de campo magnético uniforme \mathbf{B}_0 , que aponta para dentro do plano da folha. Simplificadamente, o MD tem uma área de seção reta circular de raio “ a ”. O campo magnético no interior do MD (B_{MD}) possui uma intensidade reduzida, porém aponta na mesma direção do campo ambiente, caracterizando assim um MD linear. Por fim, “ d ” representa o parâmetro de impacto da interação, ou seja, a distância entre o centro da trajetória da partícula e o centro do MD.

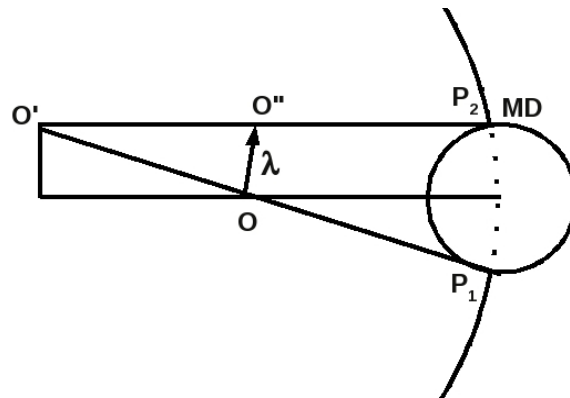


Figura 3.2 - Representação esquemática mostrando o deslocamento perpendicular ao campo sofrido pelo centro de guia de uma partícula carregada devido à sua interação com um decréscimo magnético.
Fonte: Tsurutani et al. (1999).

A forma como a interação deslocará o centro de guia da partícula perpendicularmente ao campo é esquematizada na Figura 3.2. O centro de giro da partícula se encontra no ponto O antes de acontecer a interação com o MD, que ocorre no ponto P_1 . Como nesse ponto existe uma mudança brusca na magnitude do campo magnético, de B_0 para B_{MD} , o primeiro invariante adiabático ¹ da partícula é quebrado e seu centro de giro passa a ser o ponto O' . O novo raio de giro passa a ser “ $r' = r(B_0/B_{MD})$ ”. Depois de percorrer uma certa distância dentro do decréscimo, a partícula o deixa no ponto P_2 , com seu centro de guia coincidindo agora com o ponto O'' . Como resultado

¹O primeiro invariante adiabático afirma que $\frac{d}{dt}(\frac{E_{\perp}}{B}) = 0$, ou seja $|\mathbf{m}| = \frac{E_{\perp}}{B} = const.$, onde \mathbf{m} é o momento magnético. Assim, à medida que a partícula se move em regiões de campo magnético variável seu raio ciclotrônico muda, mas seu momento magnético não é alterado. Essa invariância é válida apenas quando a variação espacial de \mathbf{B} em uma órbita ciclotrônica da partícula é pequena se comparada à magnitude de \mathbf{B} (BITTENCOURT, 2004).

da interação, o centro do movimento circular da partícula foi deslocado do ponto O para o ponto O'' , distância representada por “ λ ”.

A fim de se obter uma expressão analítica para “ λ ”, como função das variáveis “ r ”, “ a ”, “ d ”, “ B_0 ” e “ B_{MD} ”, várias considerações geométricas são necessárias. A Figura 3.3 apresenta a figura 3.1 com mais detalhes e com o parâmetro de impacto “ d ” dividido em duas partes, “ d_1 ” e “ d_2 ”.

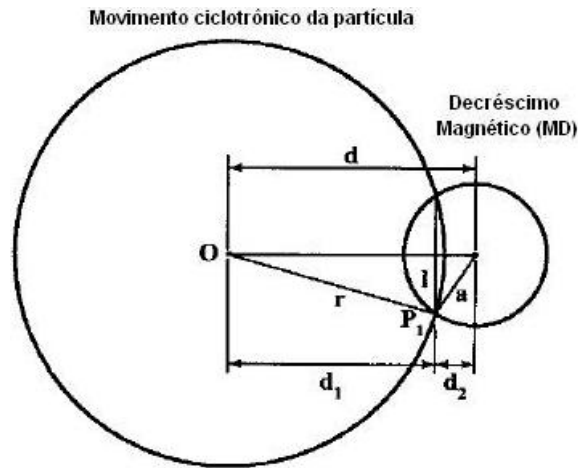


Figura 3.3 - Representação detalhada dos parâmetros envolvidos na interação partícula-MD.

Fonte: adaptada de Tsurutani et al. (1999).

A partir de considerações geométricas simples (basicamente semelhança de triângulos) da Figura 3.2, a expressão para “ λ ” é dada por:

$$\frac{r' - r}{\lambda} = \frac{r'}{2l'}$$

$$\lambda = 2l' \left(\frac{r' - r}{r'} \right), \quad (3.1)$$

onde l' é a meia corda análoga à meia corda mostrada na Figura 3.3, porém com o

centro de giro da partícula no ponto O'.

A expressão para a meia corda “l” pode ser obtida a partir de considerações geométricas da figura 3.3, como se segue:

$$r^2 = l^2 + d_1^2 \rightarrow l^2 = r^2 - d_1^2 \rightarrow l^2 = r^2 - (d - d_2)^2. \quad (3.2)$$

Mas $d_2 = \sqrt{a^2 - l^2}$. Substituindo essa expressão na equação 3.2:

$$l^2 = r^2 - (d - \sqrt{a^2 - l^2})^2,$$

$$l^2 = r^2 - d^2 - a^2 + l^2 + 2d\sqrt{a^2 - l^2},$$

$$2d\sqrt{a^2 - l^2} = a^2 + d^2 - r^2,$$

$$4d^2(a^2 - l^2) = (a^2 + d^2 - r^2)^2,$$

$$l^2 = a^2 - \left(\frac{a^2 + d^2 - r^2}{2d} \right)^2,$$

$$l = \left[a^2 - \left(\frac{a^2 + d^2 - r^2}{2d} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (3.3)$$

De forma análoga, o valor de l' é dado por:

$$l' = \left[a^2 - \left(\frac{a^2 + (d')^2 - (r')^2}{2d'} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (3.4)$$

Assim, para a obtenção de λ como função apenas dos parâmetros propostos acima, é necessária ainda uma expressão para d' , que é dada por:

$$d' = \left(\left[l \left(\frac{r' - r}{r} \right) \right]^2 + \left[d + (r^2 + l^2)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{r' - r}{r} \right) \right]^2 \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (3.5)$$

onde d' é o parâmetro de impacto enquanto a partícula se encontra no interior do MD.

Finalmente, substituindo-se as equações 3.3, 3.4 e 3.5 na equação 3.1 e, uma vez que $r' = mr$, com $m = (B_0/B_{MD})$, após várias manipulações algébricas, a expressão para λ se torna (COSTA JR. et al., 2011):

$$\lambda = \frac{2(m-1)}{m} \sqrt{a^2 - \frac{\left(a^2 + d^2 + r^2(1-2m) + d(m-1) \sqrt{\frac{(-a^2+d^2+r^2)^2}{d^2}} \right)^2}{4 \left(d^2 + r^2(m-1)^2 + d(m-1) \sqrt{\frac{(-a^2+d^2+r^2)^2}{d^2}} \right)}}}. \quad (3.6)$$

Assim, a equação 3.6 representa os deslocamentos perpendiculares ao campo sofridos por partículas carregadas ao interceptarem MDs. Sua importância e abrangência recai no fato de que é dependente apenas de fatores geométricos (raio de giro da partícula, raio do MD e parâmetro de impacto) e das relações entre os campos dentro e fora dos decréscimos magnéticos, dada pela razão “m” (B_0/B_{MD}).

Tsurutani et al. (1999) demonstraram ainda uma outra importante característica dos MDs, válida pelo menos em altas latitudes. De acordo com os autores, a espessura dos MDs é, em primeira ordem, independente da magnitude do decréscimo. A independência entre esses dois parâmetros faz com que a modelagem da interação seja mais simples. As equações apresentadas seriam muito mais complicadas, apresentando termos acoplados, caso os parâmetros apresentassem alguma correlação entre si.

A Figura 3.4 mostra distribuições de “espessuras temporais” para MDs com valores de decréscimo entre 20 - 30%, 30 - 40%, 40 - 50% e entre 60 e 100%. A forma das

distribuições é praticamente a mesma para todas as faixas de decréscimos de campo magnético, mostrando assim a independência supracitada entre o decréscimo e as dimensões dos MDs.

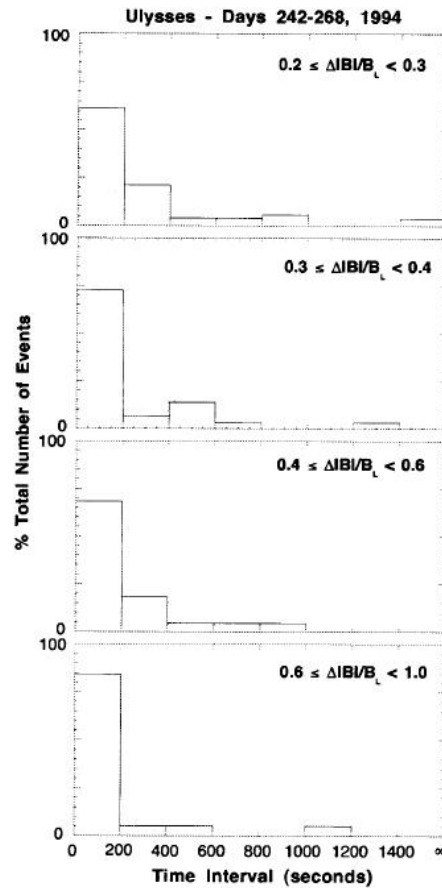


Figura 3.4 - Distribuição de espessuras de MDs para diferentes intervalos de magnitudes de decréscimo. A similaridade entre as distribuições evidencia a não correlação entre decréscimo em \mathbf{B} e tamanho dos MDs.

Fonte: Tsurutani et al. (1999).

Com o intuito de se verificar a validade do modelo e a consistência da equação 3.6, que não é divulgada nos trabalhos de Tsurutani et al. (1999) e Tsurutani e Lakhina (2004), foram plotados 2 gráficos com diferentes valores de parâmetros.

A Figura 3.5 mostra o movimento do centro de guia normalizado das partículas ($\lambda/2r$) em função do fator de impacto normalizado (d/r), para 3 valores de razão

B_{MD}/B_0 (0,1 - curva de cima, 0,25 - curva do meio e 0,5 - curva inferior). Todas as curvas correspondem a valores fixos de $a/r = 0,1$. É evidente, através do gráfico, que os maiores deslocamentos estão associados com o caso onde o decréscimo no campo é maior ($B_{MD} = 0,1B_0$), como já era esperado.

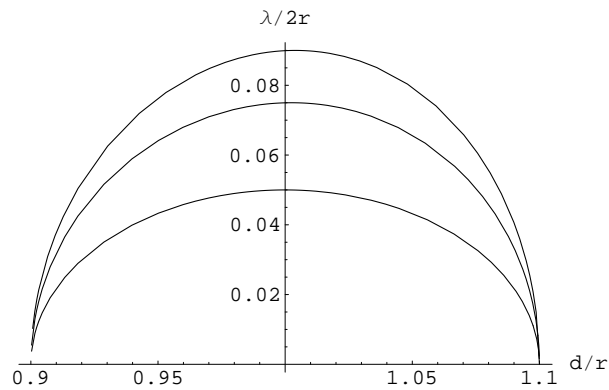


Figura 3.5 - Movimento perpendicular ao campo ($\lambda/2r$) em função do parâmetro de impacto d/r para 3 diferentes razões para os campos. A curva superior corresponde a $B_{MD}/B_0 = 0,1$, a intermediária a $B_{MD}/B_0 = 0,25$ e a inferior a $B_{MD}/B_0 = 0,5$. Todas as curvas correspondem a $a/r = 0,1$.

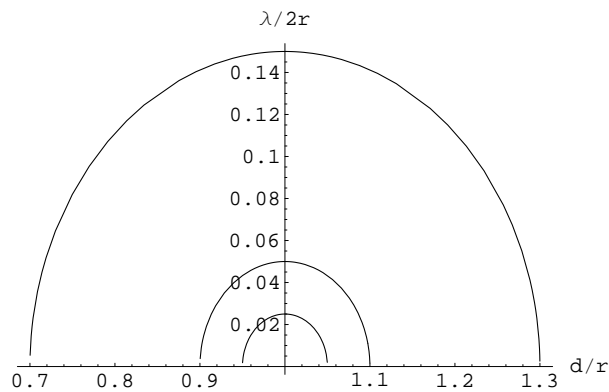


Figura 3.6 - Movimento perpendicular ao campo ($\lambda/2r$) em função do parâmetro de impacto d/r para 3 diferentes razões para os raios do MD e de giro da partícula. A curva superior corresponde a $a/r = 0,3$, a intermediária a $a/r = 0,1$ e a inferior a $a/r = 0,05$. Todas as curvas correspondem a $B_{MD}/B_0 = 0,5$.

Já a Figura 3.6 é uma plotagem dos mesmos parâmetros normalizados, porém nela a razão entre os campos é sempre constante ($B_{MD}/B_0 = 0,5$). Nesse gráfico as curvas correspondem a diferentes valores para a razão entre os raios do MD e de giro das partículas. A curva superior corresponde a $a/r = 0,3$, a intermediária a $a/r = 0,1$ enquanto a inferior corresponde a $a/r = 0,05$. Novamente, como era de se esperar, os maiores deslocamentos ocorrem para as maiores razões de a/r . Isso porque, quanto maior a relação entre o raio do decréscimo e o raio de giro da partícula, maior a distância percorrida pela mesma em regiões de baixos valores de campo magnético.

Esses resultados estão em comum acordo com os resultados obtidos por [Tsurutani et al. \(1999\)](#). Isso garante que a equação 3.6 é consistente com o modelo proposto. Assim, o próximo passo é utilizá-la para estudos sobre interações não-ressonantes entre partículas e MDs.

4 ANÁLISE DE DADOS E O MÉTODO DE MONTE CARLO

Neste capítulo serão apresentados os dados que foram utilizados para a realização desse trabalho. Foram usados dados em altas e em baixas latitudes heliosféricas, todos obtidos pelo magnetômetro a bordo da espaçonave Ulysses. Uma descrição detalhada sobre as medidas de campo magnético feitas pela missão pode ser encontrada no trabalho de Balogh et al. (1992). Os dados de decréscimos em altas latitudes foram analisados por Tsurutani et al. (1999). Já os dados correspondentes às baixas latitudes heliosféricas foram analisados para este trabalho e os resultados obtidos durante a realização do mesmo. Porém, análises em baixas latitudes, sob outra perspectiva, podem ser encontradas em Tsurutani et al. (2009). No final desse capítulo ainda será descrito o Método de Monte Carlo, da forma como foi utilizado nos cálculos de difusão de partículas.

4.1 A Missão Espacial Ulysses

O lançamento da missão Ulysses foi originalmente agendado para acontecer em 1986 a bordo do ônibus espacial Challenger. Porém, o cronograma não foi cumprido a tempo e o seu lançamento só aconteceu 4 anos mais tarde, em 6 de outubro de 1990, a partir do ônibus espacial Discovery. A missão surgiu de um projeto de colaboração entre a Agência Espacial Americana - NASA (*National Aeronautics and Space Administration*) e a Agência Espacial Européia - ESA (*European Space Agency*) (GOSLING et al., 2001).

A espaçonave foi equipada com vários diferentes instrumentos para a medição de campos elétricos e magnéticos e também para a obtenção das propriedades dos parâmetros do vento solar e de poeira interplanetária. Sua impulsão ficou a cargo de um gerador termoelétrico de radioisótopos (BALOGH et al., 1992; GOSLING et al., 2001). O objetivo principal era coletar dados do vento solar em todas as latitudes. Até a concretização da missão, o Sol já havia sido observado por outras espaçonaves, mas apenas a partir de baixas latitudes, de regiões próximas ao plano da eclíptica (ULYSSES HOMEPAGE, 2009).

Para atingir as altas latitudes solares almejadas, o lançamento foi feito em direção à órbita de Júpiter, com o intuito de usar o forte campo gravitacional do gigante gasoso para acelerar a nave para longe do plano da eclíptica, em direção ao Sol. A interação com o gigante gasoso aumentou a inclinação de sua órbita em relação à

eclíptica, permitindo que a espaçonave alcançasse latitudes da ordem de $80,2^\circ$, tanto no hemisfério sul quanto no hemisfério norte da heliosfera. Outras naves lançadas a partir da década de 1970 já tinham usado o campo magnético de outros corpos do sistema solar para mudanças em suas órbitas, como a Mariner 10, a Pioneer 11 e as Voyagers 1 e 2. No entanto, todas elas tinham sido aceleradas em regiões próximas ao plano da eclíptica (ULYSSES HOMEPAGE, 2009; GOSLING et al., 2001; BALOGH et al., 1992).

A Ulysses sobrevoou o pólo sul solar pela primeira vez quatro anos após seu lançamento, em 1994. O pólo norte foi sobrevoado no ano seguinte. Com o fim da primeira fase da missão, a nave iniciou a segunda fase, que foi concluída em 2001. Ao todo, a missão completou 3 órbitas ao redor do Sol no dia 15 de março de 2008. A missão coletou dados e explorou os pólos solares por mais de 18 anos. Esse tempo de operação é bem maior que o previsto na época do lançamento, que era de 5 anos (ULYSSES HOMEPAGE, 2009).

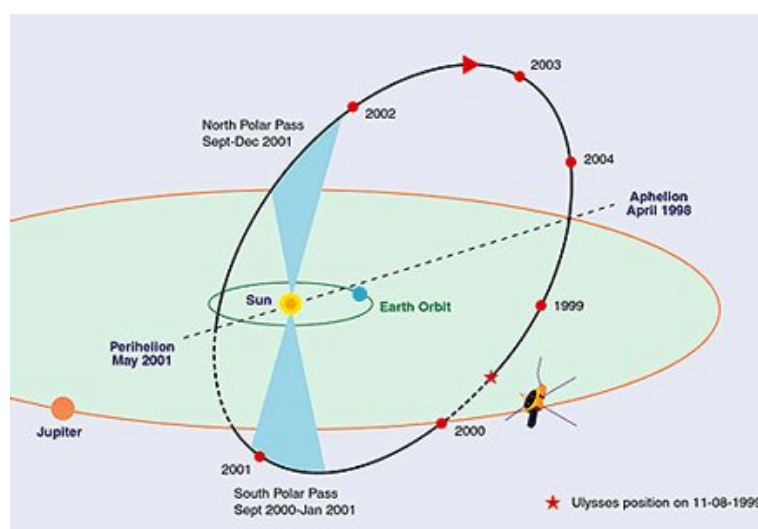


Figura 4.1 - Representação esquemática da trajetória da Ulysses entre os anos de 1998 e 2004.

A figura 4.1 apresenta uma ilustração esquemática sobre a órbita da Ulysses, com a indicação da posição da nave entre os anos de 1998 e 2004. Como detalhes adicionais, a ilustração inclui também a órbita da Terra (que define o plano da eclíptica) e

ênfatiza as passagens da nave por ambos os pólos solares, bem como seu periélio (≈ 1 UA) e seu afélio ¹ (≈ 5.2 UA). Em relação à figura, o movimento da nave acontece no sentido horário.

A missão foi oficialmente encerrada no dia 30 de junho de 2009. Com tanto tempo de operação, a missão se tornou a mais longa missão com participação da ESA (ULYSSES HOMEPAGE, 2009).

4.2 Decréscimos Magnéticos em Altas Latitudes Heliosféricas

Os dados para o estudo de MDs em altas latitudes foram inicialmente analisados por Tsurutani et al. (1999), possuem resolução temporal de um segundo e correspondem ao intervalo entre os dias 242 e 268 de 1994. Nesse período foram encontrados 129 MDs com decréscimos de campo magnético superiores a 20%. A taxa de ocorrência de MDs interceptados pela Ulysses nesse caso é de 1 MD a aproximadamente cada 17414 segundos ($\approx 4,96$ MDs/dia).

Esses dados correspondem à primeira passagem da espaçonave Ulysses pela região polar da heliosfera, em uma latitude de ($\approx -80^\circ$) e a 2.3 UA do Sol. Phillips et al. (1994) demonstraram que, na época, a região se caracterizava pela passagem de vento solar rápido que emanava de um buraco coronal polar, com velocidades extremamente altas, da ordem de 750 a 800 km/s.

A Figura 4.2 mostra o comportamento do campo magnético interplanetário durante o período de interesse com resolução de 1 minuto. O sistema de coordenadas é o RTN, onde \hat{R} aponta radialmente para fora do sol e $\hat{T} = \hat{\Omega} \times \hat{R}/|\hat{\Omega} \times \hat{R}|$, onde $\hat{\Omega}$ é o eixo de rotação do Sol. O terceiro vetor, \hat{N} , completa o sistema destrógiro. O painel superior corresponde a B_R , o segundo painel é B_T , o terceiro representa B_N e o painel de baixo corresponde à magnitude do campo magnético. É possível identificar vários períodos onde ocorrem decréscimos na magnitude de \mathbf{B} , indicando assim a presença de MDs.

O ponto de partida para os cálculos de difusão de partículas carregadas em altas latitudes são as funções de distribuição obtidas por Tsurutani et al. (1999) para os valores de diâmetro e decréscimo de campo magnético no interior dos MDs. A

¹O afélio de uma espaçonave é a distância máxima atingida por ela em relação ao Sol, ao longo de sua órbita, enquanto que o periélio é definido pela distância mínima atingida (FILHO; SARAIVA, 2000).

Figura 4.3 mostra a distribuição de diâmetros dos MDs para a região. Foi constatado que dentre os MDs analisados nesse estudo, 49% possuem espessuras menores que 4×10^4 km. A distribuição decresce rapidamente para altos valores de espessura, sendo representada pela expressão (COSTA JR. et al., 2011):

$$p = 38,5e^{-1,5 \times 10^{-5}d}, \quad (4.1)$$

onde p representa a porcentagem de eventos observados e d é o diâmetro dos MDs em quilômetros.

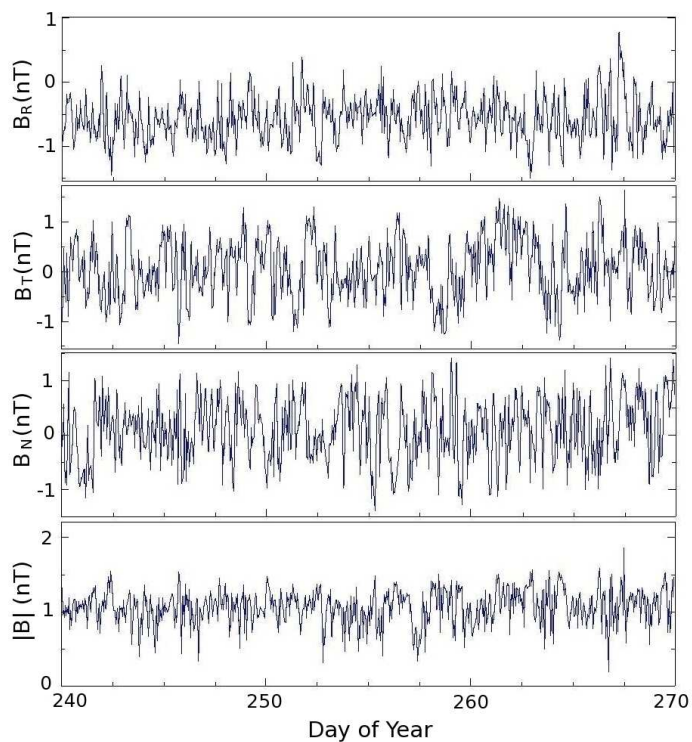


Figura 4.2 - Dados interplanetários de campo magnético coletados pela espaçonave Ulysses entre os dias 240 e 270 de 1994 em altas latitudes heliosféricas. De cima pra baixo: B_R, B_T, B_N e a magnitude de B .

Os maiores MDs detectados para esse caso possuem diâmetros da ordem de 4×10^5

km, o que corresponde a aproximadamente 63 raios terrestres (R_T)². Como efeito de comparação, o raio de Larmor (R_L) para um próton de 10 keV ($1,6 \times 10^{-15}$ J)³ e sujeito a um campo magnético de 1,2 nT é de aproximadamente 12000 km. Assim, o diâmetro dos maiores decréscimos correspondem a $\approx 33 R_L$ de um próton de 10 keV. O raio de Larmor de uma partícula é dado pela expressão:

$$R_L = \frac{1}{qB} \sqrt{2mE_{\perp}}, \quad (4.2)$$

onde q é a carga da partícula, B é a magnitude do campo magnético ambiente, m é a massa da partícula e E_{\perp} é a componente de sua energia perpendicular a \mathbf{B} .

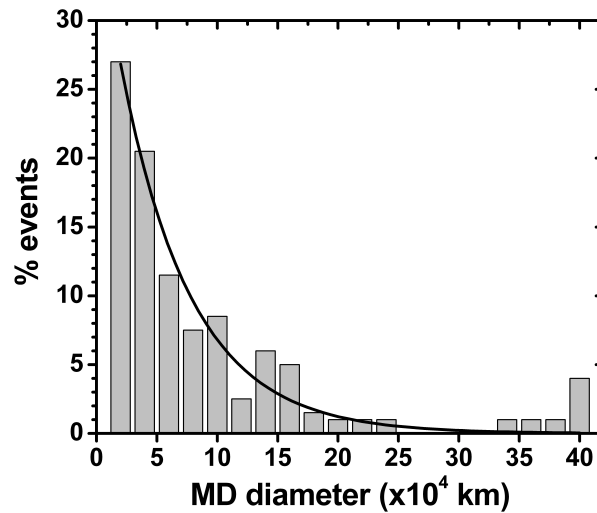


Figura 4.3 - Distribuição de diâmetros de MDs para os 129 eventos detectados entre os dias 242 e 268 de 1994.

Fonte: Tsurutani et al. (1999).

A Figura 4.4 apresenta a distribuição de decréscimos de campo magnético para os 129 MDs encontrados no período de interesse. A maior parte dos eventos apresentam

²O raio da Terra é de ≈ 6400 km.

³1 eV corresponde a $1,6 \times 10^{-19}$ Joules.

decréscimos inferiores a 40%. Entretanto, a distribuição apresenta um máximo de ocorrência entre 20 e 30%.

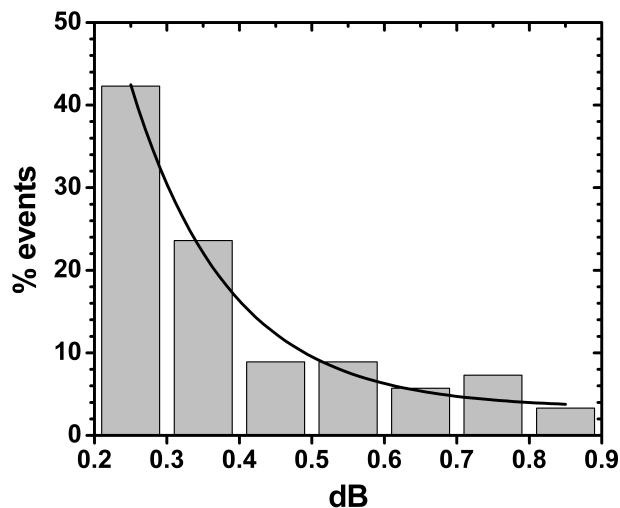


Figura 4.4 - Distribuição de decréscimos de campo magnético para os 129 MDs detectados entre os dias 242 e 268 de 1994.

Fonte: Tsurutani et al. (1999).

A distribuição em função de ΔB (dB na Figura 4.4) também pode ser representada por uma exponencial decrescente, que é dada pela seguinte expressão analítica (COSTA JR. et al., 2011):

$$p = 5,4 + 348,7e^{-8\Delta B}, \quad (4.3)$$

onde ΔB é a razão entre os campos dentro e fora do MD e p é a porcentagem de eventos.

4.3 Decréscimos Magnéticos em Baixas Latitudes Heliosféricas

Para o estudo de MDs e difusão de partículas carregadas em baixas latitudes heliosféricas foi necessário o tratamento de dados de campo magnético interplanetário. Novamente os dados utilizados são provenientes da missão Ulysses e estão disponíveis na homepage ftp://nssdcftp.gsfc.nasa.gov/spacecraft_data/ulysses/mag/interplanetary. Os dados são disponibilizados com três resoluções temporais diferentes: segundo, minuto e hora. Para os propósitos deste trabalho foi utilizada a resolução temporal de 1 segundo.

Na identificação dos decréscimos em baixas latitudes foi usado um código chamado IMDAD (do inglês *Interplanetary Magnetic Decrease Automatic Detection Code*), desenvolvido em linguagem MATLAB por Guarnieri et al. (2009). O critério usado pelo código para identificar os eventos de decréscimo é $B_{min} < XB_0$, onde B_{min} é o valor de campo magnético mínimo atingido durante o MD, B_0 é o campo ambiente e X é um fator de ajuste, que pode ser regulado de acordo com a intensidade dos MDs a serem considerados. Foi usado $X = 0,8$, o que corresponde a decréscimos superiores a 20%. O código IMDAD pode ser adaptado para a análise de dados provenientes de outras missões espaciais, bem como pode ser utilizado para tratamento de dados com outras resoluções temporais.

Esse código é capaz de identificar os valores de campo magnético mínimo atingidos em cada MD a partir de uma série temporal de dados de campo magnético. De posse dos valores de B_{min} foi necessário um tratamento manual dos dados, para a identificação do tempo de duração dos eventos (t_{MD}) e identificação dos valores de B_0 . Por fim, com os valores de B_{min} e B_0 é possível a obtenção da função de distribuição para os decréscimos de campo magnético. Já com os valores de duração temporal dos MDs é possível a obtenção das funções de distribuição para os diâmetros das estruturas.

A conversão entre duração temporal dos MDs e diâmetro das estruturas é feita multiplicando-se o tempo durante o qual os eventos foram observados pela velocidade média do vento solar na região de interesse (V_{VS}), que no caso de baixas latitudes heliosféricas é aproximadamente 400 km/s . Por exemplo, se um evento foi observado pela Ulysses durante 40 segundos, o seu diâmetro é estimado por $d = t_{MD} \times V_{VS} = 40 \text{ s} \times 400 \text{ km/s} = 16000 \text{ km}$. A velocidade com que a nave se movimenta é muito menor que a velocidade do vento solar, podendo ser desconsiderada na conversão.

Dois períodos diferentes foram considerados para os estudos das características dos MDs e difusão perpendicular de partículas em baixas latitudes. O primeiro período corresponde a um choque interplanetário. O segundo período corresponde a um evento de Região de Interação Corrotante (CIR, do inglês *Corrotating Interaction Region*). Os casos de choque interplanetário e CIR serão tratados também como evento 1 e evento 2, respectivamente.

4.3.1 Evento 1 - Choque Interplanetário

O evento 1 corresponde a um choque interplanetário quase paralelo, ocorrido nos dias 109 e 110 de 1992 (GONZÁLEZ-ESPARZA et al., 1996). Nessa época a espaçonave Ulysses se encontrava a aproximadamente 5 UA e a $9,6^\circ$ de latitude sul na heliosfera. Foram detectados 137 decréscimos magnéticos em dois dias de dados interplanetários. Isso corresponde a uma taxa de ocorrência de 1 MD a aproximadamente cada 1261 segundos, sendo $\approx 13,8$ vezes maior que a taxa de ocorrência calculada em altas latitudes. Esse resultado está de acordo com os resultados obtidos por Winterhalter et al. (2000), onde foi demonstrado que a taxa de ocorrência de MDs em baixas latitudes heliosféricas é muito maior que a taxa de ocorrência em altas latitudes.

Uma onda de choque é formada quando a matéria viaja em um meio a velocidades maiores que a velocidade característica desse meio. Em um gás convencional, como o ar, por exemplo, essa velocidade característica é a velocidade do som V_S ⁴. Entretanto, no plasma do meio interplanetário vários outros tipos distintos de ondas podem ser geradas, envolvendo diferentes condições de campos e de partículas. Desse modo, no meio interplanetário a velocidade característica é a velocidade magnetosônica $V_M = \sqrt{V_A^2 + V_S^2}$, onde V_A é a velocidade de Alfvén, que pode ser calculada pela expressão:

$$V_A = \left(\frac{B^2}{\mu_0 \rho_m} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (4.4)$$

onde B é o campo magnético local, μ_0 é a permeabilidade magnética no vácuo e ρ_m é a densidade de massa do plasma.

As ondas de choque no meio interplanetário são bastante comuns e se propagam em

⁴A velocidade do som no ar a $20^\circ C$ e 1 atm de pressão é 343 m/s (HALLIDAY et al., 2001).

direções se afastando do Sol. Um choque no espaço é detectado por variações abruptas na velocidade, densidade e temperatura de plasma, além de grandes variações na intensidade do campo magnético (ECHER et al., 2003). A existência do fenômeno foi suposto antes mesmo de sua detecção propriamente dita no espaço, baseado no início súbito bastante acentuado apresentado por algumas tempestades magnéticas (PARKS, 1991; BURLAGA, 1995; KIVELSON; RUSSEL, 1995). Para exemplificar a ocorrência de um choque, na figura 4.5 estão mostradas as variações dos parâmetros do vento solar observadas pelo satélite ISEE 3 entre os dias 114 e 117 de 1979 devido à passagem de uma onda de choque interplanetária.

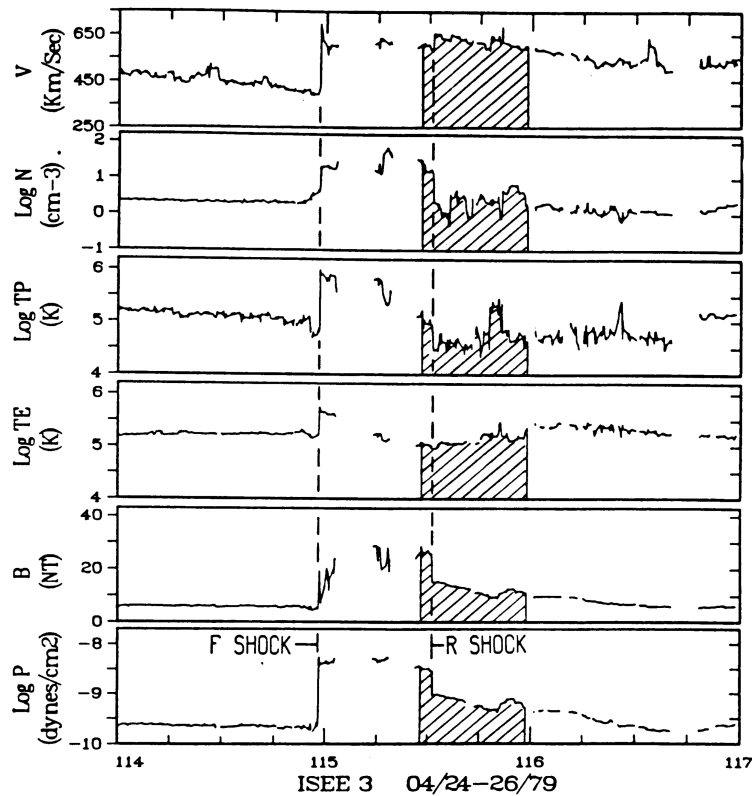


Figura 4.5 - Variações nos parâmetros do vento solar devido à passagem de uma onda de choque interplanetária entre os dias 114 e 117 de 1979. De cima para baixo: velocidade V , densidade N , temperatura de prótons TP , temperatura de elétrons TE , campo magnético B e pressão cinética P . Os dados foram obtidos pelo satélite ISEE 3.

Fonte: Kivelson e Russel (1995).

À medida que um choque se move no meio interplanetário ele pode alcançar e, consequentemente, interagir com plasma mais lento à sua frente, acelerando e aquecendo matéria nesse processo. Dessa forma, os choques desempenham um papel muito importante no espaço, transferindo energia e *momentum* entre regiões diferentes. Esse mecanismo pode ser muito importante, uma vez que no plasma interplanetário a densidade de partículas é muito baixa e as colisões são extremamente raras (SMITH; WOLF, 1976).

A figura 4.6 apresenta o comportamento das componentes B_R , B_T e B_N do campo magnético durante o evento 1. No painel inferior é mostrado o comportamento da magnitude do campo. A resolução temporal mostrada é de 1 minuto.

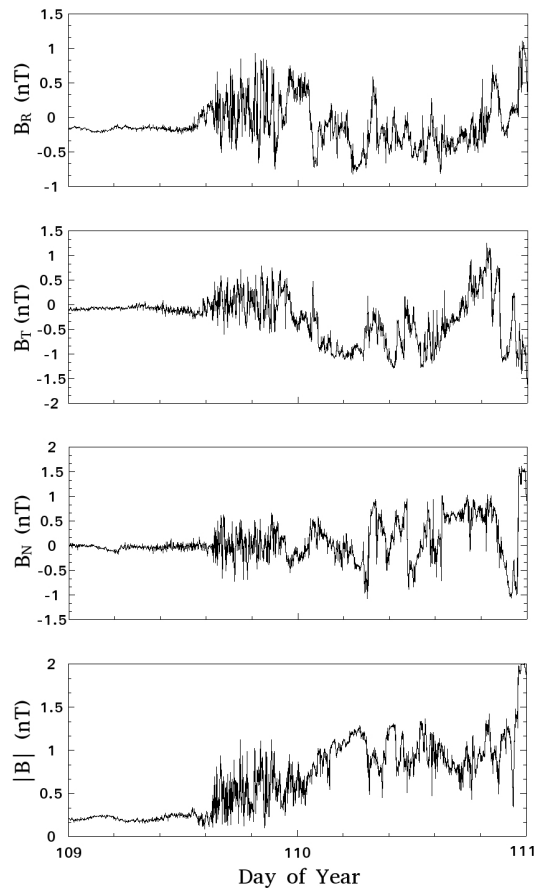


Figura 4.6 - Dados interplanetários de campo magnético coletados pela espaçonave Ulysses nos dias 109 e 110 de 1992 em baixas latitudes heliosféricas. De cima pra baixo: B_R, B_T, B_N e a magnitude de B .

A figura 4.7 mostra o histograma obtido para os diâmetros dos MDs e a correspondente curva de ajuste. A curva é um polinômio de sexto grau, dado pela expressão:

$$p = 7,60 + 3,37 \times 10^{-3}d - 3,22 \times 10^{-7}d^2 + 1,12 \times 10^{-11}d^3 - 1,86 \times 10^{-16}d^4 + 1,48 \times 10^{-21}d^5 - 4,55 \times 10^{-27}d^6, \quad (4.5)$$

onde p é a porcentagem de eventos e d é o diâmetro dos MDs em quilômetros.

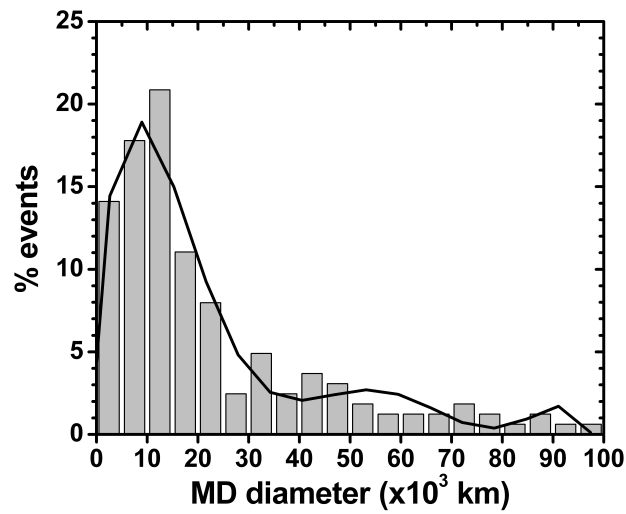


Figura 4.7 - Distribuição de diâmetros para 137 MDs detectados entre os dias 109 e 110 de 1992 (evento 1, choque interplanetário em baixas latitudes heliosféricas).

Se comparados aos MDs em altas latitudes, os MDs aqui detectados são menores. Em altas latitudes os diâmetros das maiores estruturas encontradas chegam a $4 \times 10^5 km$ (TSURUTANI et al., 1999), enquanto que no evento 1 os diâmetros não passam de $10^5 km$. Os maiores MDs detectados para o evento 1 correspondem a 15 raios terrestres e a $\approx 8,3$ raios de Larmour de um próton de 10 KeV e sujeito a um campo magnético de 1,2 nT.

A distribuição de decréscimos de campo magnético é apresentada na figura 4.8, juntamente com a curva de ajuste dos dados. Nesse caso as quedas acentuadas de campo magnético são mais frequentes que no caso de altas latitudes. Enquanto em

altas latitudes a maior parte dos MDs apresentam decréscimos de campo magnético inferiores a 40%, nos eventos detectados aqui a maioria dos decréscimos é superior a 50%, com picos entre 60 e 80 %.

A expressão analítica para a curva mostrada na Figura 4.8 é um polinômio de quarta ordem, dada por:

$$p = 1,39 \times 10^{-2} + 31,07\Delta B - 151,65\Delta B^2 + 420,61\Delta B^3 - 299,60\Delta B^4 \quad (4.6)$$

sendo p a porcentagem de eventos observados e ΔB os decréscimos de campo magnético.

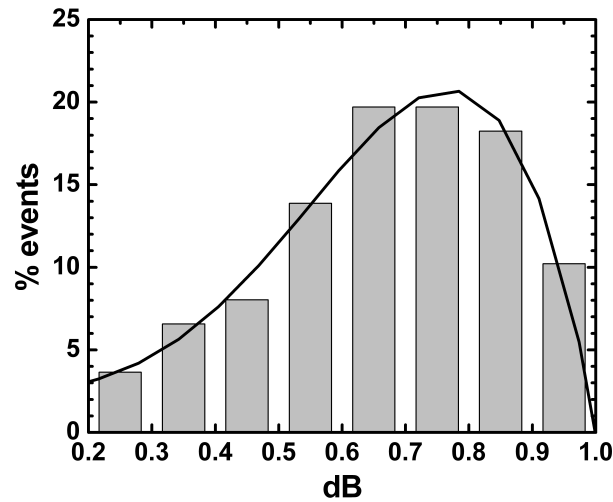


Figura 4.8 - Distribuição de decréscimos de campo magnético para os 137 MDs detectados entre os dias 109 e 110 de 1992 (evento 1, choque interplanetário em baixas latitudes heliosféricas).

4.3.2 Evento 2 - Região de Interação Corrotante

O segundo caso analisado em baixas latitudes heliosféricas corresponde a uma Região de Interação Corrotante ocorrida entre os dias 363 e 364 de 1992 (TSURUTANI et al.,

2009; BAME et al., 1993). Nesse evento foi encontrado um total de 118 MDs durante dois dias de dados e a Ulysses se encontrava a aproximadamente 5 UA e $22,6^\circ$ de latitude sul na heliosfera. A correspondente taxa de ocorrência de MDs é de 1 decréscimo a aproximadamente cada 1464 segundos. A taxa de ocorrência para esse caso é da mesma ordem de grandeza da taxa de ocorrência do evento 1, sendo uma ordem de grandeza maior que no caso de altas latitudes. Novamente os resultados se assemelham aos resultados obtidos por Winterhalter et al. (2000), sendo a taxa de MDs em baixas latitudes maior que a taxa encontrada em altas latitudes.

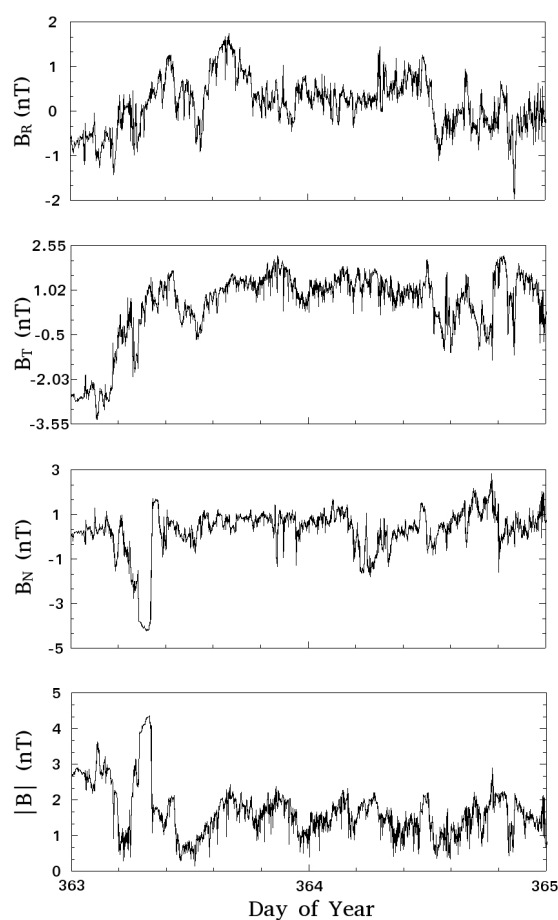


Figura 4.9 - Dados interplanetários de campo magnético coletados pela espaçonave Ulysses nos dias 363 e 364 de 1992 em baixas latitudes heliosféricas. De cima pra baixo: B_R, B_T, B_N e a magnitude de B .

No vento solar existem feixes de partículas rápidas e feixes de partículas mais lentas, os chamados vento solar rápido e vento solar lento. Com estruturas de campo magnético aberto, os buracos coronais de altas latitudes solares são as principais fontes do vento solar rápido. As velocidades e temperaturas típicas do vento solar rápido são da ordem de 800 km/s e $\approx 10^6$ K, respectivamente (HEBER *et al.*, 1999). Por outro lado, o vento solar lento emana de regiões próximas ao equador solar, caracterizadas por estruturas de campo magnético fechado. As velocidades típicas do vento solar lento giram em torno de 400 km/s, enquanto as temperaturas características são em torno de 1,5 a 2×10^5 K. Ao contrário do que acontece com o vento solar rápido, a origem do vento solar lento ainda não é bem compreendida. É conhecido o fato de que o vento solar rápido é mais estável, enquanto o vento lento é muito mais variável (GONZALEZ *et al.*, 1999).

Devido à rotação do Sol, os ventos rápido e lento são “ejetados” continuamente em diferentes direções, podendo interagir após se afastarem das regiões geradoras, levando à formação das CIRs. Em geral, as CIRs se formam em distâncias superiores a 1 UA e em regiões de baixas e médias latitudes da heliosfera, sendo estruturas de plasma de larga escala e de longa duração (HEBER *et al.*, 1999; KOBAYASHI *et al.*, 2000; SMITH; WOLF, 1976). De uma forma ainda mais simples e direta, uma CIR é formada quando um feixe de vento solar rápido alcança e interage com um outro feixe com velocidade menor.

A figura 4.9 mostra o comportamento das componentes B_R , B_T e B_N do campo magnético interplanetário durante o evento 2. No painel inferior é mostrado o comportamento da magnitude do campo total. A resolução temporal dos dados mostrados é de 1 minuto.

Já a figura 4.10 mostra a distribuição obtida de diâmetros de MDs em quilômetros, assim como a curva de ajuste para a mesma. Semelhante ao evento 1, nesse caso os maiores diâmetros dos MDs são da ordem de 10^5 km. A equação que descreve a função de ajuste é dada pelo seguinte polinômio de quinta ordem:

$$\begin{aligned}
 p &= 0,50 + 2,62 \times 10^{-3}d - 1,46 \times 10^{-7}d^2 + 3,00 \\
 &\times 10^{-12}d^3 - 2,71 \times 10^{-17}d^4 + 9,00 \times 10^{-23}d^5,
 \end{aligned}
 \tag{4.7}$$

sendo p a porcentagem de eventos observados e d o diâmetro dos MDs dados em quilômetros.

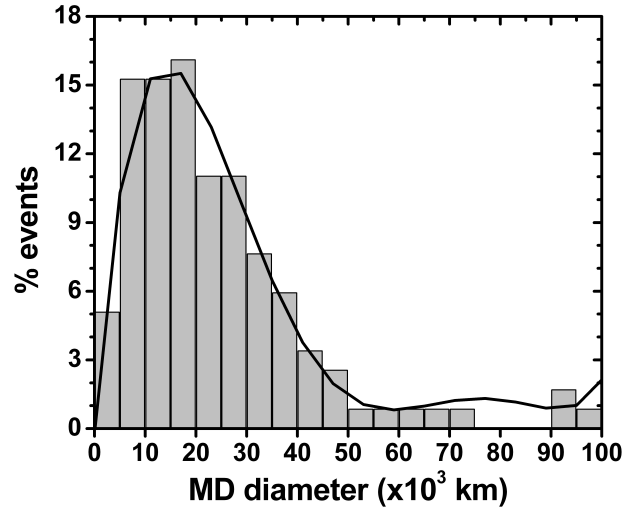


Figura 4.10 - Distribuição de diâmetros para 118 MDs detectados entre os dias 363 e 363 de 1992 (evento 2, região de interação corrotante em baixas latitudes heliosféricas).

No que diz respeito aos decréscimos observados no campo magnético, os resultados obtidos nesse caso também são parecidos com os resultados obtidos no evento 1. A maior parte dos decréscimos de campo magnético são superiores a 50%, com picos de ocorrência ocorrendo entre 60 e 70%. A Figura 4.11 apresenta a função de distribuição para ΔB .

A expressão que representa a curva da Figura 4.11 é também um polinômio de quinta ordem, sendo dada por:

$$\begin{aligned}
 p = & -1,92 + 70,62\Delta B - 664,17\Delta B^2 + \\
 & + 2361,49\Delta B^3 - 2949,06\Delta B^4 + 1184,27\Delta B^5,
 \end{aligned}
 \tag{4.8}$$

onde p é a percentagem de eventos e ΔB representa os decréscimos de campo magnético.

As equações 4.1, 4.3, 4.5, 4.6, 4.7 e 4.8 são usadas para as simulações de Monte Carlo com o intuito de investigar as propriedades da difusão de partículas carregadas ao interagirem com MDs nas diferentes regiões. As equações 4.1 e 4.3 correspondem às características dos MDs em altas latitudes. As equações 4.5 e 4.6 correspondem às características relativas ao evento 1 e, por fim, as equações 4.7 e 4.8 correspondem ao evento 2.

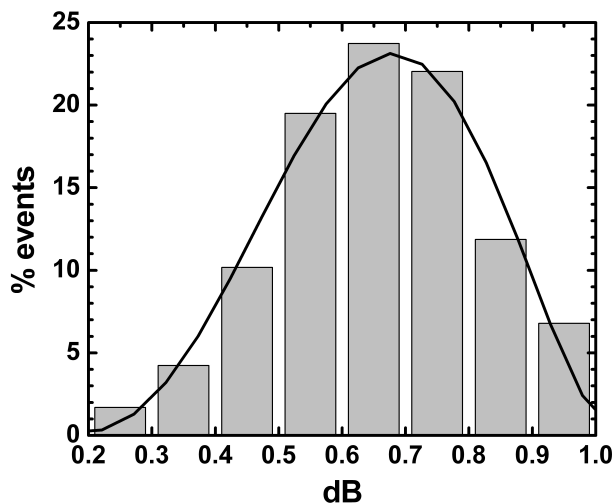


Figura 4.11 - Distribuição de decréscimos de campo magnético para 118 MDs detectados entre os dias 363 e 363 de 1992 (evento 2, região de interação corrotante em baixas latitudes heliosféricas).

4.4 O Método de Monte Carlo

Os Métodos de Monte Carlo têm sido amplamente usados desde a década de 1950 para a solução de uma grande variedade de problemas computacionais em várias áreas distintas do conhecimento, sendo basicamente fundamentados em geradores de números aleatórios. Os métodos desempenham um papel muito importante na solução computacional de problemas científicos e de engenharia, com aplicações que vão desde ciência dos materiais a biologia e física quântica. Também já foram larga-

mente usados em outros campos, como arquitetura, economia, dinâmica populacional, evolução de epidemias, transmissão de conhecimentos entre indivíduos e muitas outras áreas.

O nome Monte Carlo foi sugerido por Nicholas Metropolis em 1953, em um dos primeiros trabalhos a aplicar os métodos de Monte Carlo na solução de um problema na área de física (METROPOLIS et al., 1953). O nome foi escolhido como uma homenagem a um famoso cassino homônimo localizado no Principado de Mônaco. Embora os métodos funcionem muito bem para as funções de uma única variável, eles podem ser ineficientes para o tratamento de problemas que envolvam funções de várias variáveis (SHREIDER, 1964; BINDER, 1996).

Para os propósitos desse trabalho, o Método de Monte Carlo foi usado para reproduzir da maneira mais fiel possível (estatisticamente falando) as propriedades dos MDs a partir de uma função de distribuição teórica (*ensemble*). A idéia do método é, a partir de um dado estado inicial S_i (valor inicial do parâmetro ou variável a ser considerado, que é escolhido aleatoriamente), evoluir o sistema até que novos estados sejam atingidos e selecionados de acordo com regras de probabilidade de aceitação bem definidas.

Basicamente, após obter-se o estado inicial S_i para a variável em questão, um possível novo estado S_j é selecionado com probabilidade de seleção T_{ij} . Assim, o novo valor para a variável ou é aceito com probabilidade P_{ij}^{ac} e o sistema realiza uma transição do estado S_i para o novo estado S_j , ou então a transição é rejeitada com probabilidade dada por $1 - P_{ij}^{ac}$. Dessa forma, a taxa de transição de um estado S_i qualquer para um estado S_j qualquer é dada pela matriz de transição (AMAR, 2006; SHREIDER, 1964), definida pela expressão:

$$w_{ij} = T_{ij}P_{ij}^{ac}. \quad (4.9)$$

A seqüência de estados gerados em uma simulação de Monte Carlo desse tipo é chamada de cadeia de Markov porque a probabilidade de transição depende apenas do estado atual e do provável próximo estado, mas não do estado anterior (SHREIDER, 1964). Para a geração de uma cadeia de Markov é necessário que seja satisfeita a condição de balanço detalhado (AMAR, 2006):

$$w_{ij}P_i = w_{ji}P_j, \quad (4.10)$$

onde P_i e P_j são os valores da função de distribuição calculados para os estados S_i e S_j , respectivamente.

Existem várias expressões diferentes que podem ser usadas para a probabilidade de aceitação P_{ij}^{ac} e que satisfazem a condição de balanço detalhado, definida pela equação 4.10. Uma delas, chamada expressão simétrica de Barker, é dada pela expressão (AMAR, 2006):

$$P_{ij}^{ac} = \frac{P_j T_{ji}}{P_i T_{ij} + P_j T_{ji}}. \quad (4.11)$$

Porém, dentre todas as equações disponíveis que já foram deduzidas para a probabilidade de aceitação, a mais simples e mais comumente usada no meio científico é a equação conhecida como regra de Metropolis-Hastings, dada pela expressão (AMAR, 2006; GILKS et al., 1996):

$$P_{ij}^{ac} = \min\left(1, \frac{P_j T_{ji}}{P_i T_{ij}}\right). \quad (4.12)$$

No nosso caso, como em grande parte dos casos onde o Método de Monte Carlo é aplicado no meio científico, foram usadas taxas de seleção simétricas, o que significa dizer que $T_{ij} = T_{ji}$. Isso significa que, na prática, a partir de um estado S_i a probabilidade de seleção de um estado S_j é a mesma que a partir de um estado S_j um estado S_i seja selecionado. Assim, a equação 4.12 se torna mais simples, se reduzindo a:

$$P_{ij}^{ac} = \min\left(1, \frac{P_j}{P_i}\right). \quad (4.13)$$

Abaixo segue um algoritmo básico para a obtenção de pontos representativos a partir

de funções de distribuição analíticas:

Escolha do estado inicial $S_0 = S_i ; t = 0$

Repetição

{

Escolha de um possível novo estado (X)

Cálculo da probabilidade de aceitação do novo estado

Obtenção de uma variável aleatória “a” [0,1]

Se $a \leq P_{i,j}^{ac}$; $S_j = X$

caso contrário $S_j = S_i$

$t = t + 1$

}

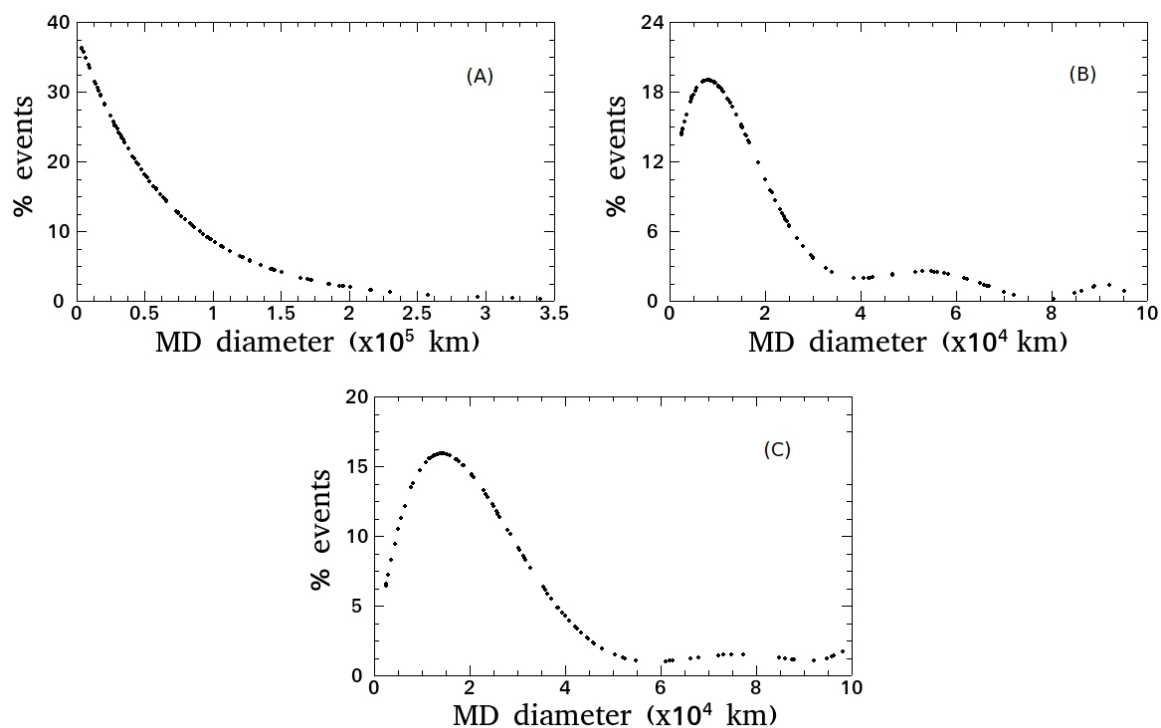


Figura 4.12 - 100 pontos estatisticamente representativos obtidos pelo Método de Monte Carlo para as funções de distribuição de diâmetros dos MDs. O painel (A) representa a equação 4.1 (altas latitudes), o painel (B) corresponde à equação 4.5 (evento 1) e o painel (C) representa a equação 4.7 (evento 2). Os estados mais prováveis são mais densamente povoados.

A Figura 4.12 mostra representações estatísticas obtidas pelo método de Monte Carlo para as funções de distribuição de diâmetros dos MDs. O painel (A) corresponde à equação 4.1. No painel (B) está representada a equação 4.5. Por fim, o painel (C) representa a equação 4.7. É fácil notar que em cada painel a densidade de pontos é maior para os valores de estados mais prováveis, como determinado pela equação 4.13. Essa equação estabelece que se o valor da função (imagem da função) em um novo estado P_j for maior que o valor da função em um estado P_i , o sistema migra com probabilidade igual a 1 para o novo estado P_j . Entretanto, se a imagem da função no estado P_j for menor que a imagem no estado P_i , o sistema pode ou não migrar para o estado P_j , com probabilidade P_j/P_i . Isso garante que os estados mais prováveis sejam mais densamente povoados pelo MMC, como realmente os eventos são encontrados na natureza.

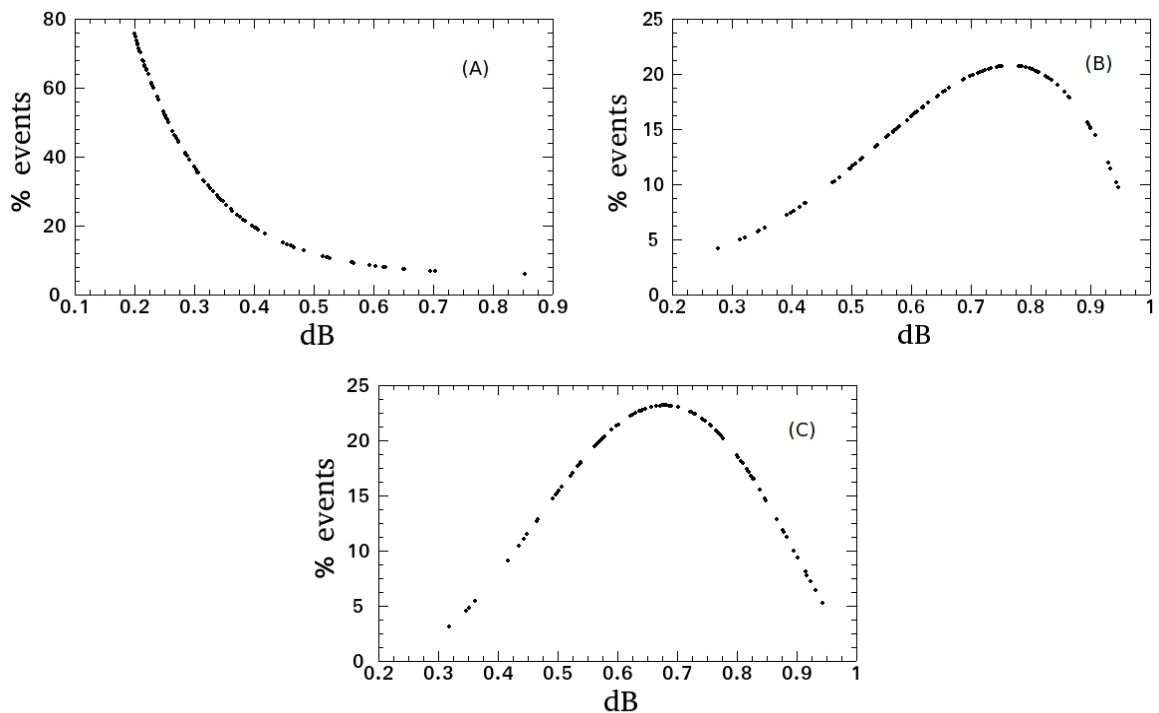


Figura 4.13 - 100 pontos estatisticamente representativos obtidos pelo Método de Monte Carlo para as funções de decréscimos de campo magnético dos MDs. O painel (A) representa a equação 4.3 (altas latitudes), o painel (B) corresponde à equação 4.6 (evento 1) o painel (C) representada a equação 4.8 (evento 2). Os estados mais prováveis são mais densamente povoados.

Já a Figura 4.13 apresenta as representações estatísticas para as funções de distribuição de decréscimos de campo magnético. O painel (A) representa a equação 4.3, o painel (B) corresponde à equação 4.6 e no painel (C) está representada a equação 4.8. Da mesma forma que para as representações estatísticas das funções de distribuição para os diâmetros dos MDs mostradas na Figura 4.12, os estados mais prováveis são mais densamente povoados.

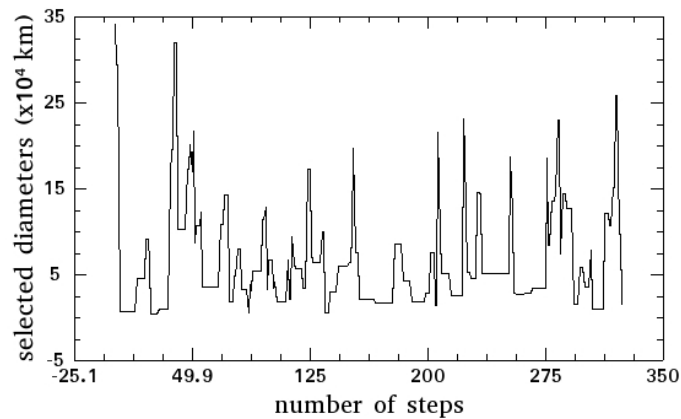


Figura 4.14 - Representação gráfica de uma cadeia de Markov. Esse exemplo específico foi derivado da geração dos 100 pontos representativos do painel (A) da Figura 4.12.

Por fim, a Figura 4.14 mostra a cadeia de Markov obtida pelo MMC na geração dos 100 pontos representativos do painel (A) da Figura 4.12. O eixo vertical corresponde aos estados selecionados, enquanto o eixo horizontal corresponde ao número de passos utilizados para a geração dos 100 pontos. Como era de se esperar, existem vários patamares em estados com valores mais baixos de diâmetros, que são os estados mais prováveis, onde a imagem da função de distribuição adquire valores acentuados. Uma vez que o sistema atinge esses estados muito prováveis, a probabilidade do mesmo abandonar esses estados é baixa, gerando assim os patamares em valores de menores de diâmetros. Por outro lado, quando valores altos de diâmetros de MDs são selecionados, a probabilidade do sistema abandonar esses estados é muito alta, o que é evidenciado pelos picos na Figura 4.14.

Existem várias outras aplicações dos Métodos de Monte Carlo, como por exemplo integração numérica, derivação numérica, otimização de processos, etc. Todas as variações dos MMC consistem em geração de números aleatórios. Porém, nesse trabalho o MMC será usado apenas para a obtenção de pontos representativos a partir de um *ensemble* de estados possíveis, como descrito nessa seção.

5 RESULTADOS

Neste capítulo serão apresentados os principais resultados obtidos sobre difusão de partículas perpendicularmente ao campo magnético devido a interações com decréscimos magnéticos. Também serão discutidos os métodos usados para a obtenção e análise dos resultados.

Para a obtenção dos resultados, foi necessário o desenvolvimento de um código computacional para a realização dos cálculos. Tal código foi usado em todas as etapas de cálculos e será discutido na seção a seguir.

5.1 Código Computacional Desenvolvido para o Cálculo de Difusão Perpendicular de Partículas

Como já foi discutido anteriormente, a idéia principal do trabalho é estudar de forma quantitativa a difusão de partículas carregadas, perpendicularmente ao campo magnético ambiente, ao interagirem com MDs em diferentes regiões e latitudes do meio interplanetário. Para tanto, foi empregado o modelo geométrico desenvolvido por Tsurutani et al. (1999), apresentado em detalhes no Capítulo 3. Mais especificamente, a equação de maior interesse derivada com o modelo é a equação 3.6. Para facilitar a visualização, a equação mencionada será devidamente repetida e comentada aqui:

$$\lambda = \frac{2(m-1)}{m} \sqrt{a^2 - \frac{\left(a^2 + d^2 + r^2(1-2m) + d(m-1)\sqrt{\frac{(-a^2+d^2+r^2)^2}{d^2}}\right)^2}{4\left(d^2 + r^2(m-1)^2 + d(m-1)\sqrt{\frac{(-a^2+d^2+r^2)^2}{d^2}}\right)}}, \quad (5.1)$$

onde “m” é a razão entre o campo magnético fora e dentro do MD, “a” é o raio do MD, “r” é o raio de Larmor da partícula e “d” é o parâmetro de impacto da interação, ou seja, a distância entre o centro do movimento circular da partícula e o centro do decréscimo magnético. Esta equação possibilita o cálculo da distância de difusão perpendicular dos centros de guia das partículas a partir de dois parâmetros relativos aos MDs (“a” e “m”), um parâmetro relativo ao movimento das partículas (“r”) e um parâmetro relativo às interações especificamente (“d”).

Uma vez obtida a equação 5.1, os parâmetros de interesse devem ser determinados para a sua solução. É justamente para a determinação destes parâmetros e para os cálculos repetitivos baseados na equação para “ λ ” que foi necessário o desenvolvimento de um código computacional, criado em linguagem de programação FORTRAN 90. Todas as etapas relativas aos cálculos de difusão perpendicular ao campo podem ser cumpridas com a utilização do referido código, que será chamado de agora em diante de código Difusão.

O emprego do código Difusão se inicia com a seleção dos parâmetros “a” e “m”. Uma vez conhecidas as funções de distribuição para os diâmetros dos MDs e para os decréscimos de campo magnético na região interplanetária de interesse, o código utiliza o Método de Monte Carlo para selecionar, a partir das expressões matemáticas, pontos que sejam estatisticamente representativos. Assim, cada par de valores selecionados dos parâmetros supracitados são usados como características para um MD específico. O número de MDs selecionados pode ser facilmente controlado no código. Para este trabalho foi estudada a interação das partículas com 100 e com 200 MDs em cada região envolvida.

De posse dos valores de “a” e “m” para o número total de MDs desejados para a simulação, o código Difusão procede aos cálculos propriamente ditos. Os valores do raio de Larmour “r” das partículas são determinados pelas energias das mesmas, sendo calculados com o auxílio da equação 4.2 apresentada na página 31. Já o parâmetro de impacto “d” é obtido aleatoriamente, devendo sempre satisfazer a seguinte inequação:

$$|r - a| < d < |r + a|, \quad (5.2)$$

Se a relação imposta pela inequação 5.2 não for satisfeita, significa dizer que a interação não acontece. A partícula giraria longe do MD e sem interceptá-lo em hipótese alguma no caso de $d > |r + a|$. No caso de $d < |r - a|$ significaria dizer que a órbita da partícula englobaria totalmente o MD ou então, no outro extremo da situação, significaria que o MD englobaria totalmente a órbita da partícula. Em ambas as situações possíveis com $d < |r - a|$, a partícula se movimentaria sempre em uma região de mesmo valor de campo magnético, seja ele o campo magnético

ambiente inalterado ou o campo magnético enfraquecido no interior do decréscimo, sem nunca experimentar um valor de campo magnético diferente. As três situações previamente descritas onde a interação de uma partícula e um MD não acontece devido ao não cumprimento dos requisitos impostos pela inequação 5.2 são mostradas nos painéis (a), (b) e (c) da Figura 5.1 a seguir, na mesma ordem em que foram discutidas no texto.

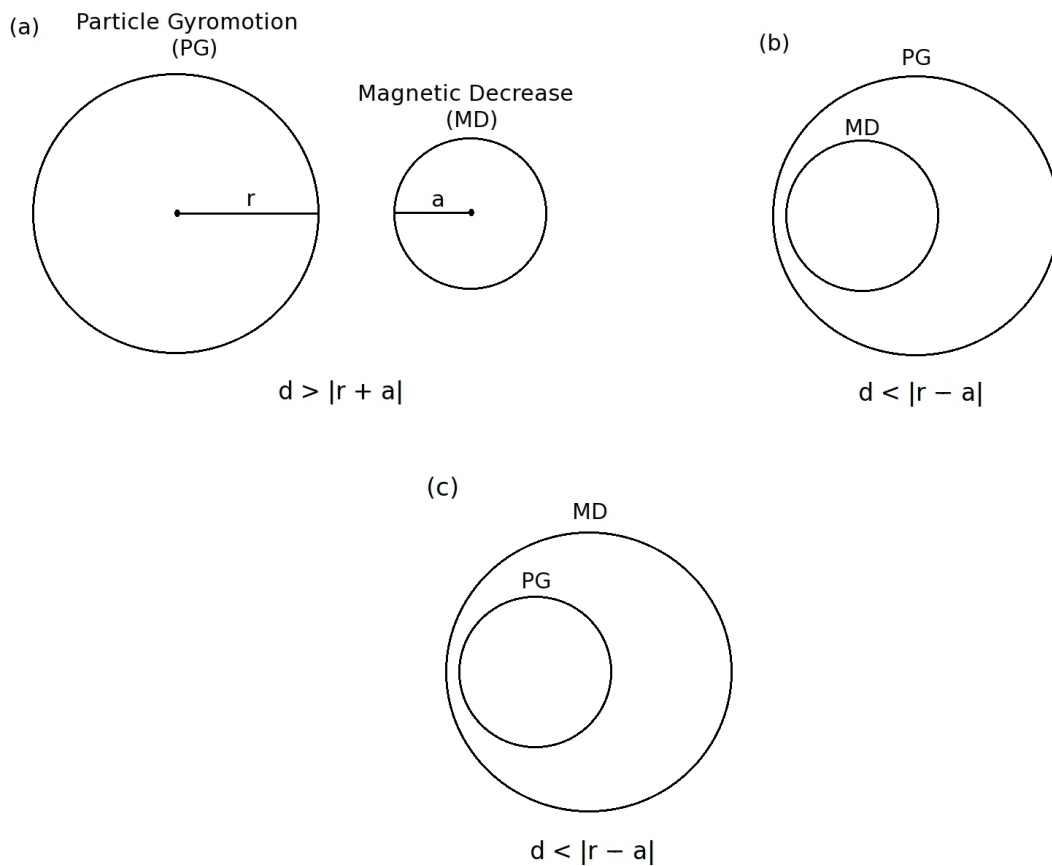


Figura 5.1 - Relações de parâmetros de impacto “d” em que a interação entre uma partícula e um MD não ocorre. No painel (a) a interação não ocorre porque a partícula gira longe do MD, sem interceptá-lo. O painel (b) corresponde a uma situação onde o movimento de giro da partícula engloba totalmente o MD, enquanto no painel (c) é mostrada um caso onde o MD engloba totalmente o movimento da partícula. O caso (b) somente é possível se $r > a$, enquanto o caso (c) é possível quando $a > r$.

O parâmetro de impacto “d” é escolhido aleatoriamente em cada interação, com igual probabilidade para todos os valores que são permitidos pela inequação 5.2. Como em cada interação uma partícula encontra um MD diferente, o parâmetro de impacto possui valores permitidos diferentes para cada interação distinta. Além disso, o ângulo Θ definido pela posição na órbita da partícula onde a interação com o MD acontece também é escolhido aleatoriamente, com igual probabilidade entre todos os pontos para cada interação ($0 \leq \Theta \leq 2\pi$). Esta aleatoriedade na escolha do parâmetro de impacto e do ponto de interceptação entre as partículas e os MDs é totalmente justificável, uma vez que é exatamente seguindo comportamentos completamente aleatórios que essas interações realmente acontecem de forma natural no meio interplanetário.

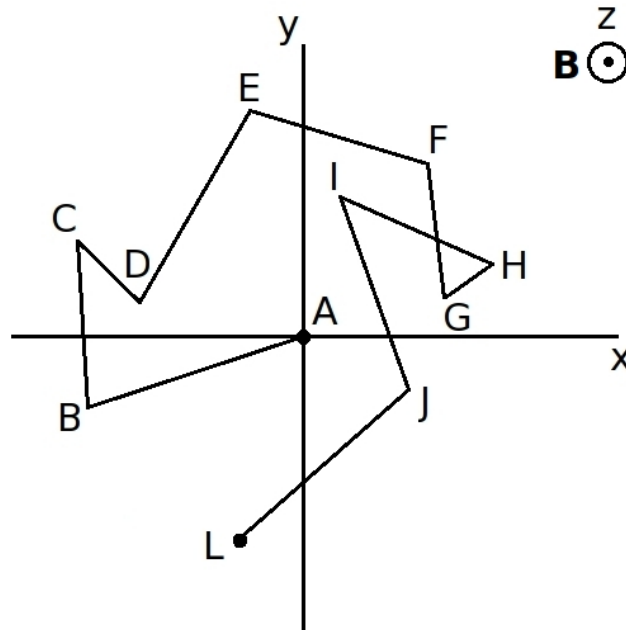


Figura 5.2 - Representação esquemática sobre como o código Difusão efetua os cálculos de difusão perpendicular de uma partícula após a interação com vários MDs. A posição inicial do centro de guia da partícula é o ponto A (0,0). Após “n” interações com “n” decréscimos magnéticos diferentes, a posição de seu centro de guia passa a ser o ponto L (L_X, L_Y). O movimento da partícula acontece na direção \hat{z} , mesma direção do campo magnético ambiente. O sistema de referência usado pelo código acompanha a partícula em seu movimento na direção \hat{z} , registrando apenas os desvios sofridos pelo centro de guia no plano perpendicular XY.

As simulações são feitas estudando-se o movimento bidimensional, perpendicular ao campo magnético, de cada partícula. Dessa forma, o sistema de referência usado no código se movimenta juntamente com as partículas ao longo do campo magnético ambiente, onde são feitos os registros apenas dos movimentos perpendiculares de seus centros de guia. O código permite os cálculos de difusão relativos apenas a partículas com um mesmo valor de energia por vez. De uma forma mais clara, partículas de uma mesma energia são “seguidas” enquanto atravessam uma região repleta de MDs previamente selecionados e interagem com todos eles, que no caso são 100 ou 200 MDs diferentes. Cada partícula interage obrigatoriamente com todos os MDs selecionados, com diferentes valores de “d” e Θ em cada interação, garantindo assim a interação de cada partícula com o mesmo número de MDs. Em cada uma das interações, a equação 5.1 é solucionada e os desvios perpendiculares dos centros de guia são computados.

A Figura 5.2 é útil na compreensão dessa parte do código. Trata-se de um exemplo esquemático simples sobre como o código lida com a interação de uma partícula com 10 MDs diferentes. Inicialmente, imediatamente antes do encontro da partícula com o primeiro MD, a posição do seu centro de guia é considerada como sendo o ponto A $(0, 0)$ no plano XY. O plano XY é perpendicular ao campo magnético ambiente e ao movimento da partícula, que acontece na direção $+\hat{z}$. A posição inicial do centro de guia de cada partícula pode ser considerada sempre como sendo o ponto $(0, 0)$, uma vez que a posição específica do centro de guia não importa para os fins propostos neste trabalho, mas sim o desvio perpendicular que o mesmo sofre após interceptar vários MDs. Dessa forma, ao interagir com o primeiro MD o centro de guia da partícula deixa de ser o ponto A e passa a ser o ponto B (X_B, Y_B) , sendo o primeiro deslocamento parcial λ_1 a distância entre os pontos A e B. O encontro da partícula com o segundo MD desloca o seu centro de guia do ponto B (X_B, Y_B) para o ponto C (X_C, Y_C) , onde o segundo deslocamento parcial λ_2 é a distância entre os pontos B e C, e assim por diante. Após a décima interação, para esse exemplo específico, a posição do centro de guia da partícula atinge o ponto L (X_L, Y_L) , sendo que o deslocamento total sofrido após as 10 interações pode ser calculado como $\lambda_T = \sqrt{X_L^2 + Y_L^2}$. Esse valor λ_T é a distância entre a posição inicial $(0, 0)$ e a posição final atingida pelo centro de guia depois que a partícula foi submetida a todas as interações com os MDs.

Generalizando este resultado, pode-se obter a equação que determina o valor do

deslocamento total sofrido pelo centro de guia de uma partícula após interações com “n” MDs diferentes. Em função dos deslocamentos sofridos pelo centro de guia nas direções \hat{x} e \hat{y} no plano perpendicular ao campo magnético, a expressão generalizada pode ser escrita como:

$$\lambda_T = \sqrt{X_n^2 + Y_n^2}, \quad (5.3)$$

onde X_n e Y_n significam as coordenadas finais atingidas pelo centro de guia no plano XY (perpendicular ao campo magnético) após a partícula interagir com “n” decréscimos diferentes.

A figura 5.3 mostra exemplos de resultados obtidos com o código Difusão para desvios no plano XY da posição dos centros de guia de 1000 partículas ao interagirem com 100 MDs. Cada um dos pontos nos gráficos representa a posição final obtida pelo centro de guia de uma partícula. Nos painéis (a) e (b) estão os resultados para o evento 2 para partículas com energias perpendiculares ao campo magnético (E_{\perp}) de 20 keV e 40 keV, respectivamente. Já os painéis (c) e (d) correspondem a resultados de difusão em altas latitudes para partículas de E_{\perp} igual a 200 keV no painel (c) e 400 keV no painel (d). Os pontos se encontram, aproximadamente, distribuídos de uma forma simétrica em relação à origem. Essa simetria é um resultado esperado, uma vez que as interações acontecem em um espaço que é isotrópico perpendicularmente ao campo magnético, com igual probabilidade de difusão em qualquer direção perpendicular.

Como o modelo é baseado em vários parâmetros aleatórios, espera-se que ocorram muitas variações estatísticas entre simulações diferentes para um mesmo caso estudado. Assim, com o intuito de diminuir estas variações, para a obtenção do valor de λ foram realizadas 10 simulações diferentes para cada valor de energia em cada região e assim obtido o valor médio. Dessa forma, cada simulação calcula o deslocamento λ_{T_k} sofrido pelas partículas envolvidas. O valor de λ usado como resultado em cada situação corresponde à média (COSTA JR. et al., 2011):

$$\lambda = \langle \lambda_{T_k} \rangle = \frac{1}{10} \sum_{i=1}^{10} \lambda_{T_k}, \quad (5.4)$$

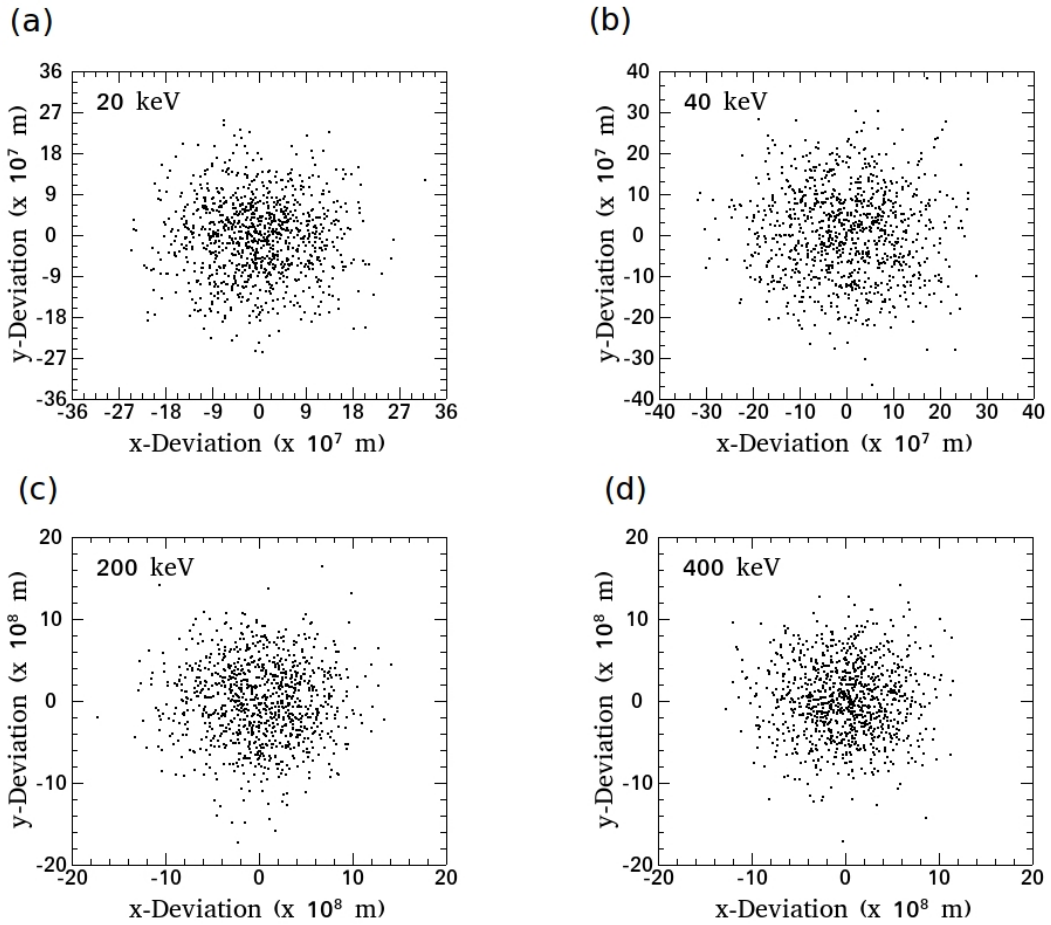


Figura 5.3 - Resultados obtidos pelo código Difusão para deslocamentos do centro de guia de 1000 partículas após interagirem com 100 MDs. Nos painéis (a) e (b) estão os resultados para o evento 2, com partículas com E_{\perp} de 20 keV e 40 keV, respectivamente. Os painéis (c) e (d) apresentam resultados para difusão em altas latitudes com partículas de E_{\perp} igual a 200 keV e 400 keV, respectivamente.

Em todas as simulações feitas para a realização deste trabalho foram usadas 1000 partículas para cada energia estudada. Cada partícula interage com o conjunto de MDs e o código é capaz de calcular o valor médio do deslocamento total sofrido por todas as partículas $\langle \lambda_T \rangle$ e o valor médio do quadrado do deslocamento total $\langle \lambda_T^2 \rangle$, que é usado para o cálculo do coeficiente de difusão, muito útil na comparação entre difusões ocorridas em diferentes regiões e que será definido adiante nesse capítulo. Além disso, o código retorna como diagnóstico para o usuário

os valores de “a”, “r”, X_N , Y_N e λ_T/r , que é o deslocamento total do centro de guia normalizado pelo raio de Larmor das partículas. Os resultados de todos esses cálculos efetuados são salvos em arquivos com extensão “.dat” e podem ser acessados facilmente após o uso do código.

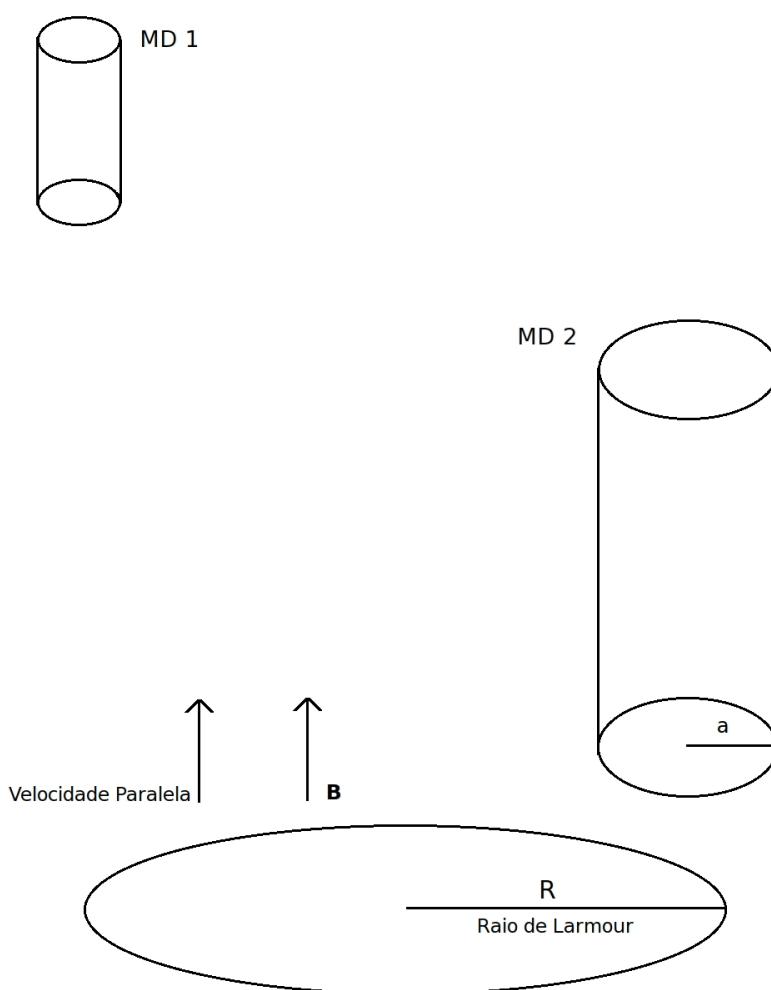


Figura 5.4 - Representação esquemática da interação de uma partícula e 2 MDs em uma perspectiva tridimensional.

Por fim, vale salientar que nas simulações realizadas durante este trabalho foi usado o valor de 1,2 nT para o campo magnético ambiente B_0 e que todas as partículas envolvidas nos cálculos são prótons. Além disso, por efeito de simetria e simplificação

de cálculos, foi usada a aproximação de que os MDs possuem formatos cilíndricos em 3 dimensões. A Figura 5.4 é uma representação esquemática de como uma partícula encontra os MDs ao longo de seu movimento na direção do campo magnético ambiente. Nessa representação estão mostrados 2 MDs a serem interceptados pela partícula. Nas simulações foi considerado que cada partícula possui metade de sua energia na direção paralela ao campo magnético (E_{\parallel}) e a outra metade na direção perpendicular ao campo magnético (E_{\perp}), o que seria equivalente a dizer que se trata de partículas com *pitch angle* igual a 45° ($E_T = \frac{1}{2}E_{\perp} + \frac{1}{2}E_{\parallel}$).

5.2 Resultados de Difusão de Partículas em Baixas Latitudes Heliosféricas - Evento 1

O Evento 1 compreende os dias 109 e 110 de 1992 e corresponde a um choque interplanetário. A função de distribuição correspondente aos diâmetros dos MDs foi apresentada na equação 4.5 da página 37, e sua representação gráfica está na Figura 4.7 da página 37. Já a função de distribuição para os decréscimos sofridos pelo campo magnético corresponde à equação 4.6 da página 38, e está representada na Figura 4.8 na mesma página.

Para a realização dos cálculos de difusão correspondentes ao evento 1 foram simuladas as interações de partículas com energias entre 10 keV e 120 keV, com intervalos de energia de 10 keV. Como já foi dito, sendo o *pitch angle* das partículas igual a 45° , metade da energia de cada uma delas é na direção paralela e metade na direção perpendicular ao campo magnético. Para a determinação da distância de difusão, a energia perpendicular das partículas é determinante e a energia paralela não interfere nos cálculos.

Um resultado que deve ser destacado é que a distância de difusão λ cresce mais lentamente que o raio de Larmor das partículas com o aumento da energia. Esse fato pode ser notado facilmente na Figura 5.5. Nela estão representadas as distâncias de difusão normalizadas pelo raio de giro das partículas para 4 energias diferentes, como resultado de interações com 100 MDs. No caso de partículas de E_{\perp} igual a 5 keV (painel (a)), por exemplo, a distância de difusão atinge valores próximos a $25 R_L$, enquanto para a energia perpendicular de 60 keV (painel (d)) essa razão não chega a $8 R_L$. Os painéis (b) e (c) contêm resultados correspondentes às energias perpendiculares de 20 keV e 40 keV, respectivamente. Esse mesmo comportamento é observado no caso de interações com 200 MDs.

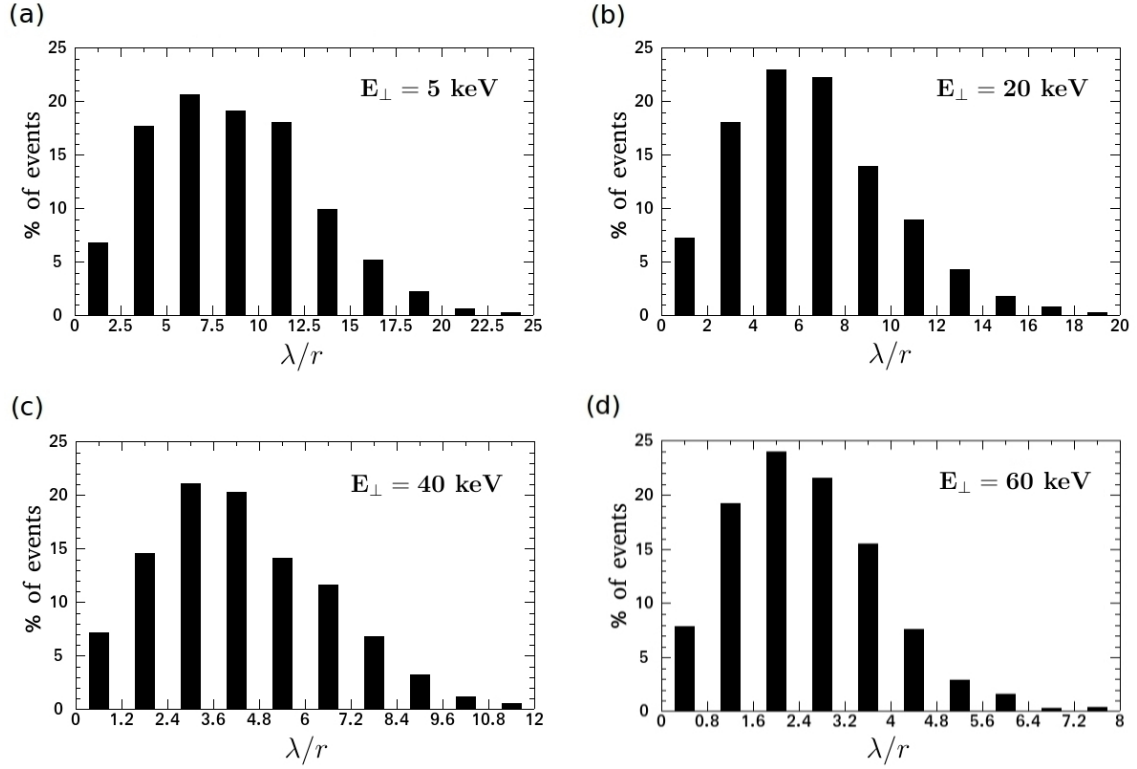


Figura 5.5 - Distância de difusão λ normalizada pelo raio de Larmor das partículas, mostrando que a distância de difusão λ cresce mais lentamente que R_L com o aumento da energia perpendicular. Resultados correspondentes ao evento 1 e interações com 100 MDs.

O que se pode notar é que à medida que o raio de Larmor das partículas se aproxima dos valores dos raios dos maiores decréscimos magnéticos existentes na região sob investigação, o aumento da distância de difusão λ tende a saturar com o aumento da energia. No caso do evento 1 os maiores MDs possuem raios da ordem de $5 \times 10^7 \text{ m}$, enquanto o raio de giro das partículas mais energéticas estudadas para esse caso são da ordem de $2,95 \times 10^7 \text{ m}$, correspondendo às partículas de energia perpendicular igual a 60 keV. Apesar dos raios dos maiores decréscimos serem maiores que o raio do movimento circular das partículas mais energéticas, os MDs maiores são mais raros, e assim as partículas interagem, em sua grande maioria, com MDs menores, com raios bastante próximos aos seus valores de raios de giro.

A Tabela 5.1 contém os 10 valores de λ_{T_k} obtidos para cada um dos valores de energia perpendicular, bem como o valor médio λ para interações com 100 MDs. Já

a Tabela 5.2 apresenta os mesmos parâmetros da Tabela 5.1, porém obtidos para interações com 200 MDs.

Tabela 5.1 - Conjunto de 10 valores λ_{T_k} obtidos com o código Difusão para o evento 1 e valor de λ , usado nos cálculos de difusão. Energias perpendiculares entre 5 keV e 60 keV e interações com 100 MDs.

$E_{\perp} (keV)$	5 keV	10 keV	15 keV	20 keV	25 keV	30 keV
$\lambda_1 (\times 10^7 m)$	6,93	10,47	9,97	10,72	12,24	12,90
$\lambda_2 (\times 10^7 m)$	6,95	7,66	9,62	9,16	11,59	11,60
$\lambda_3 (\times 10^7 m)$	8,45	9,05	10,69	8,49	13,14	13,73
$\lambda_4 (\times 10^7 m)$	7,38	9,92	10,98	9,22	12,12	12,24
$\lambda_5 (\times 10^7 m)$	7,56	9,77	10,67	12,79	12,70	11,82
$\lambda_6 (\times 10^7 m)$	6,63	7,13	10,35	8,83	11,57	11,02
$\lambda_7 (\times 10^7 m)$	5,41	9,43	8,69	12,43	9,41	14,91
$\lambda_8 (\times 10^7 m)$	7,45	10,98	11,00	11,11	10,50	10,02
$\lambda_9 (\times 10^7 m)$	7,80	8,66	9,25	9,87	9,20	12,13
$\lambda_{10} (\times 10^7 m)$	7,38	11,52	10,74	12,55	11,65	12,83
$\lambda (\times 10^7 m)$	7,19	9,46	10,20	10,52	11,41	12,32

E_{\perp}	35 keV	40 keV	45 keV	50 keV	55 keV	60 keV
$\lambda_1 (\times 10^7 m)$	10,84	13,21	13,86	12,33	12,22	13,33
$\lambda_2 (\times 10^7 m)$	10,41	13,38	12,57	12,72	14,48	13,10
$\lambda_3 (\times 10^7 m)$	13,32	12,89	13,39	12,53	13,24	14,20
$\lambda_4 (\times 10^7 m)$	16,90	12,82	11,86	13,82	14,60	13,36
$\lambda_5 (\times 10^7 m)$	12,84	16,04	14,07	13,57	14,06	13,61
$\lambda_6 (\times 10^7 m)$	11,85	11,33	13,63	14,22	16,16	14,38
$\lambda_7 (\times 10^7 m)$	13,62	12,77	14,33	15,68	14,52	15,23
$\lambda_8 (\times 10^7 m)$	12,79	13,46	12,28	13,63	13,50	13,79
$\lambda_9 (\times 10^7 m)$	11,53	12,79	13,43	13,44	12,41	12,41
$\lambda_{10} (\times 10^7 m)$	13,00	13,02	13,66	14,09	13,75	14,11
$\lambda (\times 10^7 m)$	12,71	13,17	13,31	13,60	13,89	13,75

A Figura 5.6 mostra dois gráficos de $\lambda \times E_{\perp}$. O painel (a) corresponde aos valores da Tabela 5.1 e o painel (b) corresponde aos resultados apresentados na Tabela 5.2. Os círculos azuis representam os valores de λ_{T_k} , enquanto os quadrados vermelhos representam o valor médio λ . Não é possível identificar nos gráficos os 10 valores de λ_{T_k} para todas as energias porque alguns valores são muito próximos uns dos outros e se superpõem.

Tabela 5.2 - Conjunto de 10 valores λ_{T_k} obtidos com o código Difusão para o evento 1 e valor de λ , usado nos cálculos de difusão. Energias perpendiculares entre 5 keV e 60 keV e interações com 200 MDs.

$E_{\perp} (keV)$	5 keV	10 keV	15 keV	20 keV	25 keV	30 keV
$\lambda_1(\times 10^7 m)$	10,74	11,62	13,62	14,70	16,28	16,74
$\lambda_2(\times 10^7 m)$	10,67	11,89	14,76	15,38	14,55	14,81
$\lambda_3(\times 10^7 m)$	10,33	11,95	13,13	15,77	14,77	17,49
$\lambda_4(\times 10^7 m)$	11,35	13,15	16,55	14,28	12,69	16,58
$\lambda_5(\times 10^7 m)$	8,63	12,18	14,14	15,12	15,85	14,99
$\lambda_6(\times 10^7 m)$	11,39	12,37	14,79	14,96	17,64	18,10
$\lambda_7(\times 10^7 m)$	8,69	11,91	13,64	15,51	17,10	15,80
$\lambda_8(\times 10^7 m)$	10,19	12,04	12,48	14,30	17,45	15,95
$\lambda_9(\times 10^7 m)$	8,77	12,98	16,52	17,35	13,06	14,99
$\lambda_{10}(\times 10^7 m)$	11,96	11,50	14,38	13,69	16,62	17,69
$\lambda(\times 10^7 m)$	10,27	12,16	14,40	15,11	15,60	16,31

E_{\perp}	35 keV	40 keV	45 keV	50 keV	55 keV	60 keV
$\lambda_1(\times 10^7 m)$	17,43	16,40	19,92	19,38	17,39	19,54
$\lambda_2(\times 10^7 m)$	17,68	21,59	18,17	18,44	20,64	20,10
$\lambda_3(\times 10^7 m)$	15,18	19,71	17,61	17,81	20,46	19,92
$\lambda_4(\times 10^7 m)$	15,48	16,18	16,28	18,56	18,61	19,33
$\lambda_5(\times 10^7 m)$	20,90	17,69	17,19	17,60	18,64	18,59
$\lambda_6(\times 10^7 m)$	14,65	17,44	16,55	20,46	20,02	19,82
$\lambda_7(\times 10^7 m)$	16,47	20,41	19,78	19,03	21,33	18,85
$\lambda_8(\times 10^7 m)$	16,25	13,76	19,03	18,66	18,97	22,42
$\lambda_9(\times 10^7 m)$	15,08	20,48	19,13	20,49	18,82	19,96
$\lambda_{10}(\times 10^7 m)$	16,20	17,22	18,53	20,74	18,42	20,89
$\lambda(\times 10^7 m)$	16,53	18,09	18,22	19,12	19,33	19,94

Uma taxa de crescimento da distância de difusão λ em função do aumento da energia perpendicular das partículas é possível ser definida através de um ajuste linear polinomial nos gráficos da Figura 5.6. O coeficiente linear da reta de ajuste dos valores de λ representa a taxa de crescimento. No caso de interações com 100 MDs essa taxa é de 1087,8 m/eV e para interações com 200 MDs a taxa vale 1588,6 m/eV, o que significa que a distância de difusão λ aumenta 1087,8 m e 1588,6 m para cada acréscimo de 1 eV na energia perpendicular das partículas, ($\approx 1-1,5$ km/eV).

É possível perceber através das tabelas, dos gráficos e das taxas de difusão que a distância de difusão λ não dobra quando o número de MDs envolvidos nas simulações é dobrado. Esse resultado era esperado, uma vez que as interações acontecem em

um espaço onde não existe uma direção preferencial para que o centro de guia de uma partícula seja difundido.

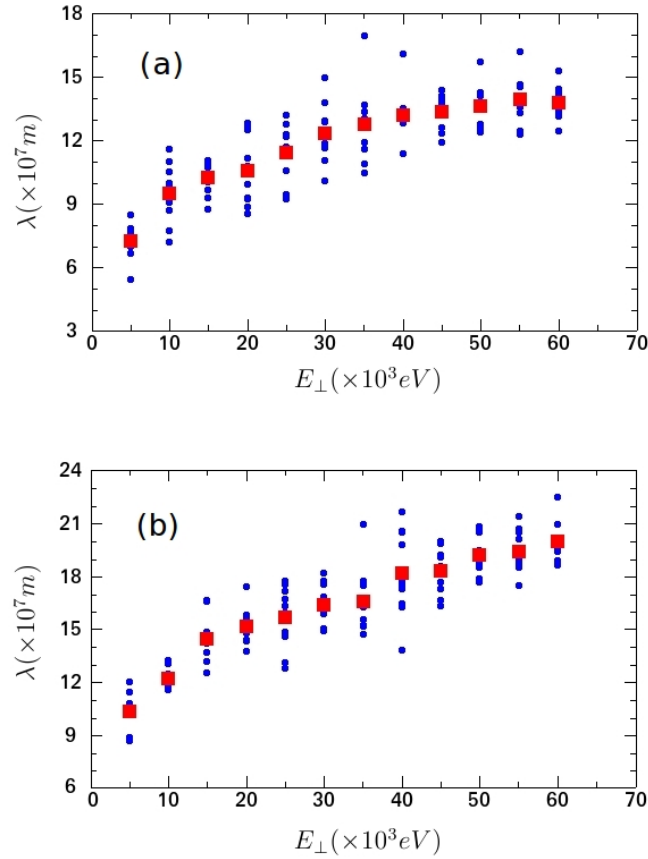


Figura 5.6 - 10 valores de λ_{T_k} (círculos azuis) e o valor médio λ (quadrados vermelhos) calculados para energias perpendiculares entre 5 keV e 60 keV. O painel (a) corresponde a interações com 100 MDs e o painel (b) corresponde a interações com 200 MDs. Os valores foram apresentados nas Tabelas de números 5.1 e 5.2, respectivamente, e correspondem ao evento 1.

Grandes valores para a distância de difusão λ podem ser obtidos através de interações não-ressonantes entre partículas e MDs. Neste caso, o maior valor de λ_{T_k} obtido foi $2,24 \times 10^8$ m, para partículas com $E_{\perp} = 60$ keV ao interagirem com 200 decréscimos magnéticos diferentes. Esse valor corresponde a aproximadamente 35 raios terrestres (R_T) e é cerca de 4,5 vezes maior que o raio dos maiores MDs encontrados nessa região.

5.3 Resultados de Difusão de Partículas em Baixas Latitudes Heliosféricas - Evento 2

O evento 2 corresponde aos dias 363 e 364 de 1992. Durante esse período a espaçonave Ulysses cruzou uma Região de Interação Corrotante. A função de distribuição para os diâmetros dos MDs está representada na equação 4.7 da página 40. Sua representação gráfica está na Figura 4.10 da página 41. A função de distribuição correspondente aos decréscimos de campo magnético foi apresentada na equação 4.8 da página 41, sendo sua representação gráfica apresentada na Figura 4.11 da página 42.

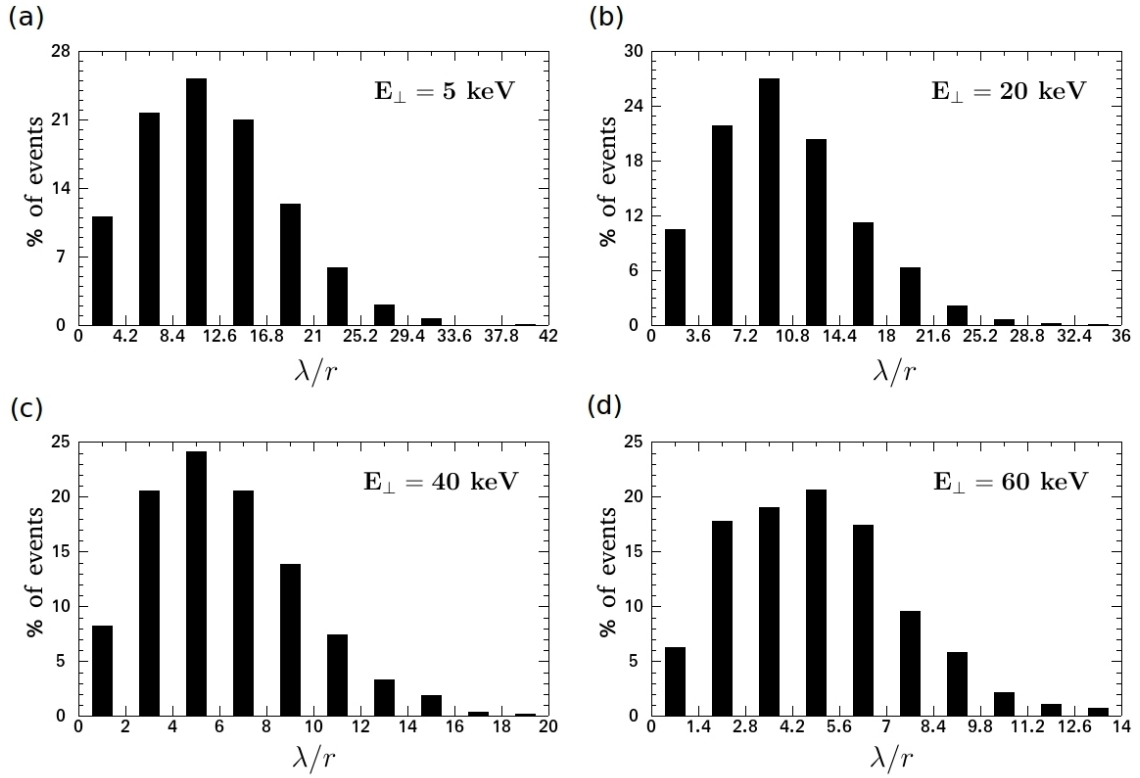


Figura 5.7 - Distância de difusão λ normalizada pelo raio de Larmor das partículas, mostrando que a distância de difusão λ cresce mais lentamente que R_L com o aumento da energia perpendicular. Resultados correspondentes ao evento 2 e interações com 200 MDs.

Tabela 5.3 - Conjunto de 10 valores λ_{T_k} obtidos com o código Difusão para o evento 2 e valor de λ , usado nos cálculos de difusão. Energias perpendiculares entre 5 keV e 60 keV e interações com 100 MDs.

$E_{\perp} (keV)$	5 keV	10 keV	15 keV	20 keV	25 keV	30 keV
$\lambda_1(\times 10^7 m)$	6,42	9,48	10,75	9,87	12,25	9,65
$\lambda_2(\times 10^7 m)$	6,58	9,95	10,03	9,92	8,71	11,18
$\lambda_3(\times 10^7 m)$	7,50	9,56	8,73	10,70	10,98	11,70
$\lambda_4(\times 10^7 m)$	6,76	9,07	9,16	10,55	12,35	12,43
$\lambda_5(\times 10^7 m)$	7,52	8,12	7,77	7,63	9,02	11,18
$\lambda_6(\times 10^7 m)$	8,30	9,22	9,33	11,37	12,70	14,40
$\lambda_7(\times 10^7 m)$	6,13	10,73	11,89	10,90	10,04	10,76
$\lambda_8(\times 10^7 m)$	7,60	9,03	8,38	11,58	13,50	12,94
$\lambda_9(\times 10^7 m)$	6,37	9,05	9,35	11,49	9,97	13,81
$\lambda_{10}(\times 10^7 m)$	6,86	8,52	10,03	11,18	10,90	10,07
$\lambda(\times 10^7 m)$	7,00	9,27	9,54	10,52	11,04	11,81
E_{\perp}	35 keV	40 keV	45 keV	50 keV	55 keV	60 keV
$\lambda_1(\times 10^7 m)$	12,97	12,31	12,58	12,97	11,52	11,62
$\lambda_2(\times 10^7 m)$	11,48	17,46	12,15	12,93	9,72	13,92
$\lambda_3(\times 10^7 m)$	12,50	12,34	9,10	12,03	16,94	15,25
$\lambda_4(\times 10^7 m)$	11,74	13,43	14,53	11,30	14,56	13,65
$\lambda_5(\times 10^7 m)$	11,12	13,99	13,82	14,09	15,41	14,62
$\lambda_6(\times 10^7 m)$	11,24	12,86	12,16	15,81	14,51	13,03
$\lambda_7(\times 10^7 m)$	13,44	11,53	10,34	16,32	12,88	13,98
$\lambda_8(\times 10^7 m)$	12,10	9,66	12,89	10,84	12,65	12,87
$\lambda_9(\times 10^7 m)$	12,41	10,84	13,29	11,19	14,42	15,22
$\lambda_{10}(\times 10^7 m)$	12,89	12,06	11,75	12,84	11,47	13,93
$\lambda(\times 10^7 m)$	12,19	12,65	12,26	13,03	13,41	13,81

Assim como mostraram os resultados de difusão para o Evento 1, nesse caso também se observa que o aumento da distância de difusão λ cresce de uma forma mais lenta que o raio de giro das partículas à medida que suas energias perpendiculares aumentam, como pode ser constatado através da Figura 5.7. O valor de λ se aproxima de $42 R_L$ para a energia perpendicular de 5 keV e de $36 R_L$ para $E_{\perp} = 20$ keV, como mostrado pelos painéis (a) e (b), respectivamente. No painel (c) é possível notar que $\lambda < 20 R_L$ e no painel (d) fica evidente que os valores de λ não ultrapassam $14 R_L$, resultados correspondentes a $E_{\perp} = 40$ keV e $E_{\perp} = 60$ keV, respectivamente. Também como ocorreu no caso do Evento 1, esse maior aumento do R_L em relação a λ com o aumento de E_{\perp} ocorre para interações das partículas com 100 MDs. No

entanto, a distância de difusão, como era de se esperar, diminui se o número de MDs envolvidos nas simulações for diminuído. As energias das partículas estudadas nesse caso também estão entre 10 keV e 120 keV, com valores de *pitch angle* igual a 45°, como no caso do Evento 1.

Tabela 5.4 - Conjunto de 10 valores λ_{T_k} obtidos com o código Difusão para o evento 2 e valor de λ , usado nos cálculos de difusão. Energias perpendiculares entre 5 keV e 60 keV e interações com 200 MDs.

$E_{\perp} (keV)$	5 keV	10 keV	15 keV	20 keV	25 keV	30 keV
$\lambda_1 (\times 10^7 m)$	10,47	12,30	16,86	13,90	14,76	17,58
$\lambda_2 (\times 10^7 m)$	9,54	12,77	16,36	15,81	14,57	16,91
$\lambda_3 (\times 10^7 m)$	9,70	10,80	13,67	14,25	16,42	15,91
$\lambda_4 (\times 10^7 m)$	10,54	9,99	12,91	19,32	16,48	15,18
$\lambda_5 (\times 10^7 m)$	10,22	12,13	13,23	14,23	15,55	16,08
$\lambda_6 (\times 10^7 m)$	11,18	11,08	13,85	13,82	14,61	16,79
$\lambda_7 (\times 10^7 m)$	9,75	11,21	13,98	14,66	15,51	14,55
$\lambda_8 (\times 10^7 m)$	9,77	12,01	13,17	18,19	15,02	16,43
$\lambda_9 (\times 10^7 m)$	9,92	13,19	12,80	13,89	15,37	17,40
$\lambda_{10} (\times 10^7 m)$	9,89	12,06	14,21	13,20	16,06	16,84
$\lambda (\times 10^7 m)$	10,10	11,75	14,10	15,13	15,44	16,37
E_{\perp}	35 keV	40 keV	45 keV	50 keV	55 keV	60 keV
$\lambda_1 (\times 10^7 m)$	12,88	18,35	17,53	20,09	18,51	18,79
$\lambda_2 (\times 10^7 m)$	16,29	18,85	19,52	18,52	21,33	20,15
$\lambda_3 (\times 10^7 m)$	17,71	17,33	19,95	17,41	20,05	19,19
$\lambda_4 (\times 10^7 m)$	15,42	17,43	18,07	15,63	21,24	19,36
$\lambda_5 (\times 10^7 m)$	16,78	16,96	18,39	19,67	17,70	19,25
$\lambda_6 (\times 10^7 m)$	17,90	18,12	18,24	17,94	18,52	20,04
$\lambda_7 (\times 10^7 m)$	18,31	18,24	17,98	21,39	19,97	21,35
$\lambda_8 (\times 10^7 m)$	17,61	17,14	16,00	20,42	19,27	19,44
$\lambda_9 (\times 10^7 m)$	14,92	20,32	17,84	19,88	18,11	20,33
$\lambda_{10} (\times 10^7 m)$	18,29	16,09	18,86	18,95	19,35	20,18
$\lambda (\times 10^7 m)$	16,61	17,88	18,24	18,99	19,41	19,81

Os 10 valores de λ_{T_k} e o valor médio λ obtidos através de simulações de interações entre as partículas e 100 MDs para o evento 2 estão mostrados na Tabela 5.3, em função de suas energias perpendiculares. A Tabela 5.4 apresenta os resultados para interações das partículas com 200 decréscimos. Os resultados contidos em ambas as tabelas mostram como os valores de λ_{T_k} podem variar de uma simulação para outra,

mesmo se a energia perpendicular das partículas for mantida, uma vez que vários parâmetros aleatórios estão envolvidos nos cálculos e no movimento das partículas no meio interplanetário.

Na figura 5.8 são mostrados dois gráficos da distância de difusão λ em função da energia perpendicular E_{\perp} . No painel (a) estão representados os resultados correspondentes a interações com 100 MDs e no painel (b) os resultados correspondentes a 200 MDs, correspondendo aos valores apresentados nas Tabelas 5.3 e 5.4, respectivamente.

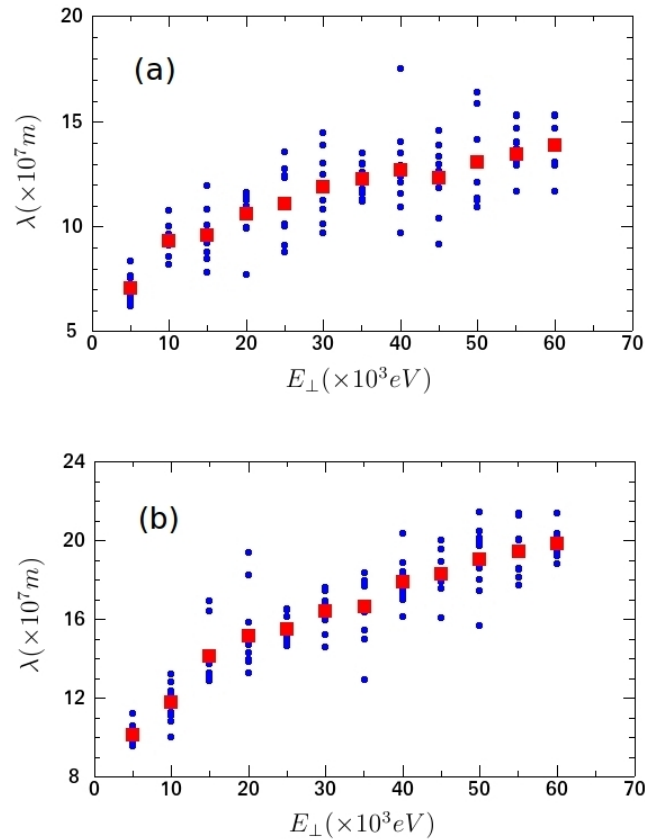


Figura 5.8 - 10 valores de λ_{T_k} (círculos azuis) e o valor médio λ (quadrados vermelhos) calculados para energias perpendiculares entre 5 keV e 60 keV. O painel (a) corresponde a interações com 100 MDs e o painel (b) corresponde a interações com 200 MDs. Os valores foram apresentados nas Tabelas de números 5.3 e 5.4, respectivamente, e correspondem ao evento 2.

A taxa de crescimento da distância de difusão em função da energia perpendicular

das partículas, baseado em um ajuste linear dos valores de λ , vale 1051,8 m/eV para o caso de 100 MDs e 1629,6 m/eV para o caso de interações com 200 MDs. Isso significa dizer que o valor de λ aumenta, em média, 1051,8 m e 1629,6 m para cada aumento de 1 eV na energia perpendicular das partículas, respectivamente (\approx 1-1,5 km/eV). Novamente se observa que, por se tratar de difusão em um espaço isotrópico perpendicularmente a \mathbf{B} , ao ser dobrado o número de MDs envolvidos nas simulações, os valores de λ não crescem na mesma proporção.

O maior valor de λ_{T_k} encontrado para o evento 2 é de $2,14 \times 10^8$ m, valor atingido por partículas de 50 keV ao interagirem com 200 decréscimos. Este valor corresponde a aproximadamente $33,44 R_T$ e é bem próximo ao valor máximo encontrado para o evento 1, uma vez que as características dos MDs em ambas as regiões são muito similares.

5.4 Resultados de Difusão de Partículas em Altas Latitudes Heliosféricas

Os resultados para difusão de partículas em altas latitudes da heliosfera se baseiam nas características de MDs que foram observados entre os dias 242 e 268 de 1994. A função de distribuição para os diâmetros dos MDs é uma exponencial decrescente e foi mostrada na equação 4.1 da página 30. Sua representação gráfica se encontra na Figura 4.3 da página 31. A distribuição para os decréscimos de campo magnético também é representada por uma exponencial decrescente e corresponde à equação 4.3 da página 32. O gráfico para esta função de distribuição corresponde à Figura 4.4, presente na mesma página.

As características dos decréscimos magnéticos nesta região de alta latitude são bastante diferentes das características dos MDs de baixas latitudes encontradas para os eventos 1 e 2. Em regiões de baixas latitudes, a maior parte dos MDs observados possui altos valores de decréscimos de campo magnético, enquanto que em altas latitudes a maioria dos MDs detectados apresenta pequenos decréscimos nos valores de campo. Além disso, os raios dos MDs encontrados em altas latitudes são, em média, uma ordem de grandeza maiores que os raios dos MDs detectados em baixas latitudes. E é justamente essa maior extensão espacial dos MDs nas regiões de altas latitudes que possibilita que, nesse caso, seja estudada a difusão de partículas com energias maiores.

Tabela 5.5 - Conjunto de 10 valores λ_{T_k} obtidos com o código Difusão para altas latitudes e valor de λ , usado nos cálculos de difusão. Energias perpendiculares entre 5 keV e 60 keV e interações com 100 MDs.

$E_{\perp}(keV)$	5 keV	10 keV	15 keV	20 keV	25 keV	30 keV
$\lambda_1(\times 10^7 m)$	19,02	22,33	31,68	32,50	42,53	41,13
$\lambda_2(\times 10^7 m)$	21,43	23,49	27,64	25,41	33,50	31,97
$\lambda_3(\times 10^7 m)$	19,66	26,52	31,81	31,42	33,46	35,73
$\lambda_4(\times 10^7 m)$	20,35	22,10	25,67	30,18	35,54	35,40
$\lambda_5(\times 10^7 m)$	20,22	24,40	27,19	34,15	37,23	35,83
$\lambda_6(\times 10^7 m)$	19,64	27,68	30,92	28,62	33,21	34,40
$\lambda_7(\times 10^7 m)$	19,13	23,52	30,98	31,26	35,63	39,45
$\lambda_8(\times 10^7 m)$	19,82	27,34	28,27	35,00	32,30	38,97
$\lambda_9(\times 10^7 m)$	21,09	25,25	28,55	30,62	34,97	35,40
$\lambda_{10}(\times 10^7 m)$	21,61	27,00	29,92	29,93	31,27	41,30
$\lambda(\times 10^7 m)$	20,20	24,96	29,26	30,99	34,96	36,96

E_{\perp}	35 keV	40 keV	45 keV	50 keV	55 keV	60 keV
$\lambda_1(\times 10^7 m)$	37,63	37,49	44,09	39,90	49,69	50,37
$\lambda_2(\times 10^7 m)$	39,06	39,47	41,95	40,52	44,54	43,10
$\lambda_3(\times 10^7 m)$	34,19	44,09	45,30	42,35	37,60	44,43
$\lambda_4(\times 10^7 m)$	35,57	42,43	37,21	43,91	51,26	44,55
$\lambda_5(\times 10^7 m)$	39,63	37,34	42,37	37,20	40,36	45,36
$\lambda_6(\times 10^7 m)$	45,22	37,64	44,34	42,22	49,28	49,08
$\lambda_7(\times 10^7 m)$	40,63	39,91	37,81	43,08	47,92	42,07
$\lambda_8(\times 10^7 m)$	39,57	47,14	39,10	47,26	42,62	45,76
$\lambda_9(\times 10^7 m)$	40,92	35,99	42,12	37,29	39,91	44,62
$\lambda_{10}(\times 10^7 m)$	36,50	37,78	37,90	43,19	50,06	45,63
$\lambda(\times 10^7 m)$	38,89	39,93	41,22	41,69	45,32	45,50

Sendo os decréscimos magnéticos maiores, a já citada tendência de saturação da distância de difusão λ com o aumento da energia perpendicular das partículas ocorre para energias bem mais altas que 60 keV (COSTA JR. et al., 2011). Dessa forma, foram feitas simulações de partículas com $5 \text{ keV} \leq E_{\perp} \leq 60 \text{ keV}$ para efeito de comparação com os eventos 1 e 2, assim como simulações com partículas de energias perpendiculares maiores, entre 50 keV e 1 MeV, com intervalos de energia de 50 keV. Mais uma vez vale lembrar que o *pitch angle* das partículas é de 45° e, assim sendo, suas energias totais são iguais ao dobro de suas energias perpendiculares, entre 100 keV e 2 MeV, com intervalos de energia de 100 keV.

Na Tabela 5.5 se encontram os resultados obtidos através de simulações para os

10 valores de λ_{T_k} e o valor médio λ . Esses valores são referentes a interações de partículas com energias perpendiculares entre 5 keV e 60 keV com 100 MDs. Na Tabela 5.6 estão os resultados para interações com 200 MDs.

Tabela 5.6 - Conjunto de 10 valores λ_{T_k} obtidos com o código Difusão para altas latitudes e valor de λ , usado nos cálculos de difusão. Energias perpendiculares entre 5 keV e 60 keV e interações com 200 MDs.

$E_{\perp} (keV)$	5 keV	10 keV	15 keV	20 keV	25 keV	30 keV
$\lambda_1 (\times 10^7 m)$	28,02	38,99	38,56	46,12	52,12	53,84
$\lambda_2 (\times 10^7 m)$	28,69	35,36	45,40	45,12	47,55	49,75
$\lambda_3 (\times 10^7 m)$	27,89	35,18	38,21	48,27	51,86	53,49
$\lambda_4 (\times 10^7 m)$	27,82	36,67	43,69	45,64	48,43	50,66
$\lambda_5 (\times 10^7 m)$	29,12	36,81	42,35	44,34	49,19	54,75
$\lambda_6 (\times 10^7 m)$	27,21	34,40	42,60	43,07	44,93	51,26
$\lambda_7 (\times 10^7 m)$	28,01	33,75	38,16	43,08	52,79	53,92
$\lambda_8 (\times 10^7 m)$	28,85	36,34	42,72	45,73	48,38	50,75
$\lambda_9 (\times 10^7 m)$	28,97	35,90	41,74	50,37	48,37	53,36
$\lambda_{10} (\times 10^7 m)$	25,75	37,27	39,11	46,67	52,76	51,72
$\lambda (\times 10^7 m)$	28,03	36,07	41,25	45,84	49,64	52,35

E_{\perp}	35 keV	40 keV	45 keV	50 keV	55 keV	60 keV
$\lambda_1 (\times 10^7 m)$	54,06	58,02	63,92	68,53	64,34	60,53
$\lambda_2 (\times 10^7 m)$	55,02	61,17	61,98	59,72	70,67	66,81
$\lambda_3 (\times 10^7 m)$	57,33	59,52	65,27	61,67	62,32	58,01
$\lambda_4 (\times 10^7 m)$	57,43	56,02	64,75	56,36	59,29	69,35
$\lambda_5 (\times 10^7 m)$	58,49	55,82	61,33	65,97	69,06	65,84
$\lambda_6 (\times 10^7 m)$	56,79	55,66	64,23	63,31	62,63	56,59
$\lambda_7 (\times 10^7 m)$	55,26	63,90	56,88	55,43	63,17	69,47
$\lambda_8 (\times 10^7 m)$	58,88	55,00	58,87	57,40	62,69	68,12
$\lambda_9 (\times 10^7 m)$	55,48	54,03	57,66	62,29	59,20	63,78
$\lambda_{10} (\times 10^7 m)$	57,90	59,52	61,25	69,40	56,17	68,13
$\lambda (\times 10^7 m)$	56,66	57,87	61,61	62,01	62,95	64,66

Os resultados mostrados nas Tabelas 5.5 e 5.6 se encontram nos gráficos da Figura 5.9. O painel (a) dessa figura corresponde aos valores para interações das partículas com 100 MDs e o painel (b) corresponde a interações com 200 MDs. O maior valor de λ_{T_k} obtido em altas latitudes para partículas de energias perpendiculares entre 5 keV e 60 keV é $7,07 \times 10^8$ m ($\approx 110 R_T$), o que corresponde à distância de difusão para o centro de guia de partículas de 55 keV ao interagirem com 200 MDs.

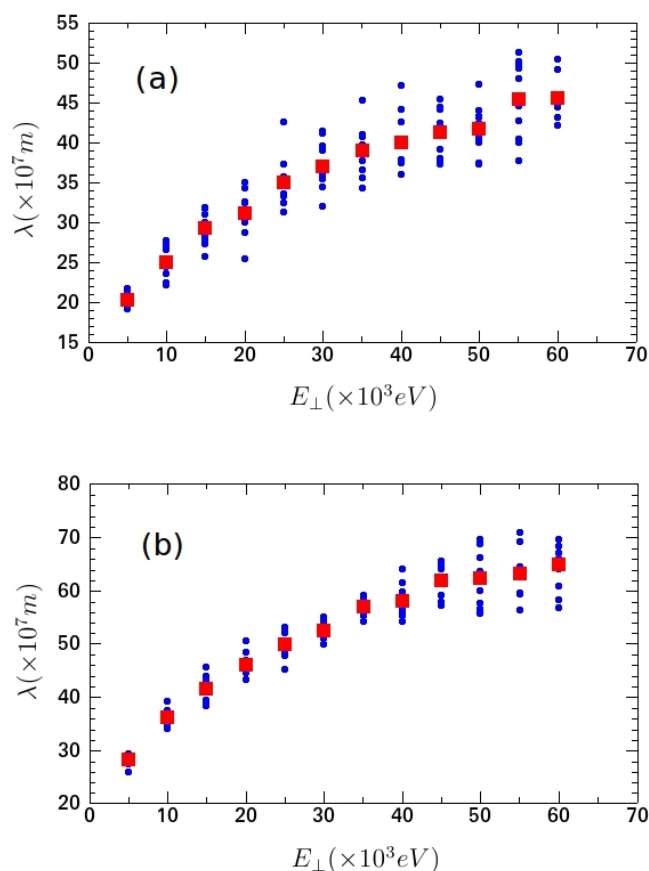


Figura 5.9 - 10 valores de λ_{T_k} (círculos azuis) e o valor médio λ (quadrados vermelhos) calculados para energias perpendiculares entre 5 keV e 60 keV. O painel (a) corresponde a interações com 100 MDs e o painel (b) corresponde a interações com 200 MDs. Os valores foram apresentados nas Tabelas de números 5.5 e 5.6, respectivamente, e correspondem a difusão em altas latitudes heliosféricas.

A distância de difusão máxima para as simulações em altas latitudes é 3,16 vezes maior do que a difusão máxima encontrada no evento 1 e 3,30 vezes maior que o valor máximo atingido para o evento 2. Como já foi dito, as diferenças nas características dos MDs em altas latitudes, se comparados aos MDs de baixas latitudes, é que em latitudes maiores os MDs são maiores e os decréscimos observados nos valores do campo magnético são mais suaves. Assim, essa maior distância de difusão encontrada para interações com MDs de grandes latitudes implica que o tamanho das estruturas é mais determinante para uma maior distância de difusão que os decréscimos de campo magnético no interior das estruturas. As taxas de crescimento para λ em função de E_{\perp} são também maiores em altas latitudes, valendo 4310,7 m/eV para interações com 100 MDs e 6280,1 m/eV no caso de 200 MDs ($\approx 4-6$ km/eV).

Tabela 5.7 - Conjunto de 10 valores λ_{T_k} obtidos com o código Difusão para altas latitudes e valor de λ , usado nos cálculos de difusão. Energias perpendiculares entre 50 keV e 1 MeV e interações com 100 MDs.

E_{\perp} (keV)	50	100	150	200	250	300	350
λ_1 ($\times 10^7$ m)	45,31	42,34	60,86	48,02	54,91	58,10	47,53
λ_2 ($\times 10^7$ m)	38,47	48,41	62,29	52,74	62,84	70,75	59,32
λ_3 ($\times 10^7$ m)	45,89	49,84	67,22	56,82	60,31	53,49	64,64
λ_4 ($\times 10^7$ m)	46,29	51,64	52,91	61,66	48,02	65,03	56,14
λ_5 ($\times 10^7$ m)	47,91	50,07	51,81	59,58	59,46	64,08	54,26
λ_6 ($\times 10^7$ m)	42,49	60,23	57,08	50,48	66,19	52,91	63,36
λ_7 ($\times 10^7$ m)	39,15	48,50	52,05	55,35	65,44	50,08	59,10
λ_8 ($\times 10^7$ m)	47,83	49,92	54,54	57,09	64,49	54,95	65,55
λ_9 ($\times 10^7$ m)	43,47	51,50	46,72	63,88	49,65	60,86	55,69
λ_{10} ($\times 10^7$ m)	40,64	50,39	56,84	47,68	56,87	60,83	69,75
λ ($\times 10^7$ m)	43,75	50,29	56,23	55,33	58,82	59,11	59,53
E_{\perp} (keV)	400	450	500	550	600	650	700
λ_1 ($\times 10^7$ m)	63,29	60,53	63,24	61,77	67,29	58,38	59,73
λ_2 ($\times 10^7$ m)	60,83	56,71	65,43	46,20	53,41	66,10	58,91
λ_3 ($\times 10^7$ m)	58,08	66,59	67,44	54,27	62,31	65,67	54,33
λ_4 ($\times 10^7$ m)	64,21	69,57	41,59	67,88	67,18	76,63	70,33
λ_5 ($\times 10^7$ m)	77,81	59,75	47,40	64,51	60,63	65,39	70,81
λ_6 ($\times 10^7$ m)	78,47	65,38	66,73	67,82	67,80	75,59	65,80
λ_7 ($\times 10^7$ m)	67,82	52,94	65,36	68,08	67,38	60,96	66,77
λ_8 ($\times 10^7$ m)	44,46	75,43	70,26	74,37	72,25	64,38	75,32
λ_9 ($\times 10^7$ m)	62,78	66,29	75,51	70,26	56,65	72,83	74,74
λ_{10} ($\times 10^7$ m)	46,80	59,03	74,08	67,64	71,53	48,80	59,88
λ ($\times 10^7$ m)	62,45	63,22	63,70	64,28	64,64	65,47	65,66
E_{\perp} (keV)	750	800	850	900	950	1000	
λ_1 ($\times 10^7$ m)	65,62	62,49	54,61	58,25	61,15	68,64	
λ_2 ($\times 10^7$ m)	60,05	53,24	56,08	60,76	65,04	69,49	
λ_3 ($\times 10^7$ m)	68,31	64,78	75,75	69,09	50,92	64,82	
λ_4 ($\times 10^7$ m)	68,12	68,92	69,89	77,36	66,43	57,30	
λ_5 ($\times 10^7$ m)	65,15	78,25	73,54	49,90	75,46	74,57	
λ_6 ($\times 10^7$ m)	73,40	62,89	63,54	70,65	67,38	69,00	
λ_7 ($\times 10^7$ m)	66,48	72,27	62,06	83,79	72,86	63,15	
λ_8 ($\times 10^7$ m)	75,22	68,53	65,07	66,82	69,68	67,77	
λ_9 ($\times 10^7$ m)	63,43	74,70	73,37	59,21	79,32	75,75	
λ_{10} ($\times 10^7$ m)	62,04	63,22	66,36	72,13	70,01	73,42	
λ ($\times 10^7$ m)	66,78	66,93	66,03	66,80	67,83	68,39	

Tabela 5.8 - Conjunto de 10 valores λ_{T_k} obtidos com o código Difusão para altas latitudes e valor de λ , usado nos cálculos de difusão. Energias perpendiculares entre 50 keV e 1 MeV e interações com 200 MDs.

E_{\perp} (keV)	50	100	150	200	250	300	350
$\lambda_1 (\times 10^7 \text{ m})$	63,97	71,19	71,74	72,31	89,29	88,19	88,42
$\lambda_2 (\times 10^7 \text{ m})$	60,36	59,64	78,00	75,81	88,72	86,24	81,20
$\lambda_3 (\times 10^7 \text{ m})$	64,95	75,91	72,41	80,68	73,54	89,28	92,05
$\lambda_4 (\times 10^7 \text{ m})$	66,86	70,48	68,70	86,18	76,51	68,14	82,48
$\lambda_5 (\times 10^7 \text{ m})$	59,46	61,12	71,11	74,83	74,77	78,33	72,79
$\lambda_6 (\times 10^7 \text{ m})$	65,42	78,19	74,07	79,73	78,02	77,98	96,89
$\lambda_7 (\times 10^7 \text{ m})$	63,47	74,48	80,41	78,09	86,61	97,32	74,38
$\lambda_8 (\times 10^7 \text{ m})$	62,61	73,78	72,58	76,02	72,48	77,27	96,47
$\lambda_9 (\times 10^7 \text{ m})$	62,74	61,62	86,39	71,57	65,65	83,01	77,67
$\lambda_{10} (\times 10^7 \text{ m})$	59,73	67,74	73,25	71,27	79,79	76,41	80,73
$\lambda (\times 10^7 \text{ m})$	62,96	69,42	74,87	76,65	78,54	82,22	84,31

E_{\perp} (keV)	400	450	500	550	600	650	700
$\lambda_1 (\times 10^7 \text{ m})$	89,44	79,67	104,74	92,92	86,90	80,03	90,50
$\lambda_2 (\times 10^7 \text{ m})$	89,64	100,69	77,27	86,63	86,26	93,67	92,08
$\lambda_3 (\times 10^7 \text{ m})$	68,87	93,79	81,06	93,42	74,60	95,99	91,51
$\lambda_4 (\times 10^7 \text{ m})$	91,09	79,43	79,94	78,35	85,71	105,67	86,25
$\lambda_5 (\times 10^7 \text{ m})$	86,20	94,04	73,54	70,65	90,52	92,29	80,76
$\lambda_6 (\times 10^7 \text{ m})$	97,39	96,28	82,95	88,68	107,98	84,40	89,72
$\lambda_7 (\times 10^7 \text{ m})$	83,08	81,38	101,44	86,49	96,99	93,59	99,33
$\lambda_8 (\times 10^7 \text{ m})$	85,58	78,98	77,22	101,57	76,81	78,70	89,02
$\lambda_9 (\times 10^7 \text{ m})$	77,65	79,20	93,99	88,49	83,62	79,17	83,89
$\lambda_{10} (\times 10^7 \text{ m})$	85,39	76,05	96,67	93,02	95,70	95,55	88,75
$\lambda (\times 10^7 \text{ m})$	85,43	85,95	86,88	88,02	88,51	89,91	89,18

E_{\perp} (keV)	750	800	850	900	950	1000	
$\lambda_1 (\times 10^7 \text{ m})$	88,99	85,08	90,47	89,88	96,12	83,77	
$\lambda_2 (\times 10^7 \text{ m})$	85,87	85,97	88,55	94,30	87,69	88,01	
$\lambda_3 (\times 10^7 \text{ m})$	84,56	94,91	94,12	91,83	95,91	95,08	
$\lambda_4 (\times 10^7 \text{ m})$	92,95	89,07	100,60	95,35	90,95	91,93	
$\lambda_5 (\times 10^7 \text{ m})$	95,37	93,61	92,88	94,75	95,31	95,11	
$\lambda_6 (\times 10^7 \text{ m})$	97,69	96,38	94,41	86,90	100,84	90,30	
$\lambda_7 (\times 10^7 \text{ m})$	96,43	93,83	91,74	91,72	95,31	105,88	
$\lambda_8 (\times 10^7 \text{ m})$	94,60	92,35	98,81	95,02	98,42	98,08	
$\lambda_9 (\times 10^7 \text{ m})$	74,91	94,67	92,00	94,90	85,34	97,52	
$\lambda_{10} (\times 10^7 \text{ m})$	97,24	89,43	87,93	103,69	99,18	94,19	
$\lambda (\times 10^7 \text{ m})$	90,86	91,53	93,15	93,83	94,51	93,99	

As tabelas 5.7 e 5.8 mostram os valores de λ_{T_k} e λ para partículas de energias perpendiculares entre 50 keV e 1 MeV ao interagirem com 100 e 200 MDs, respectivamente. Esses resultados estão representados nos gráficos da Figura 5.10, onde o painel (a) contém os resultados relativos a interações com 100 MDs e o painel (b) os resultados de interações com 200 MDs.

O valor máximo para a distância de difusão foi de $1,08 \times 10^9$ m, atingido por partículas de $E_{\perp} = 600$ keV, após interagirem com 200 MDs. Esse valor corresponde a $\approx 168,8 R_T$.

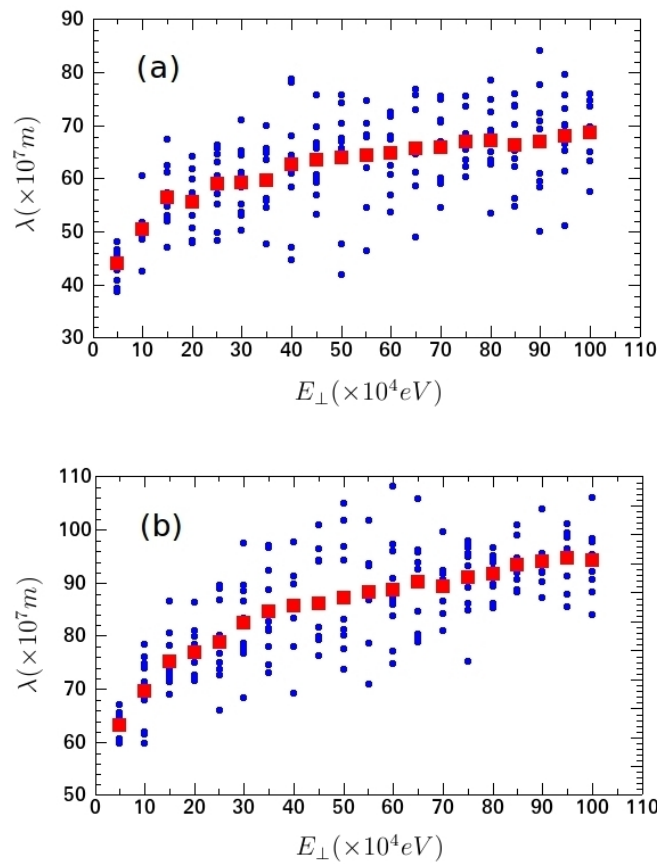


Figura 5.10 - 10 valores de λ_{T_k} (círculos azuis) e o valor médio λ (quadrados vermelhos) calculados para energias perpendiculares entre 50 keV e 1 MeV. O painel (a) corresponde a interações com 100 MDs e o painel (b) corresponde a interações com 200 MDs. Os valores foram apresentados nas Tabelas de números 5.7 e 5.8, respectivamente, e correspondem a difusão em altas latitudes heliosféricas.

Como seria previsível, a máxima distância de difusão em altas latitudes para partí-

culas com energias perpendiculares entre 50 keV e 1 MeV é uma ordem de grandeza maior que λ para as partículas com $5 \text{ keV} \leq E_{\perp} \leq 60 \text{ keV}$. No entanto, a taxa de crescimento de λ para as partículas mais energéticas é consideravelmente menor, sendo de 193,3 m/eV para interações com 100 MDs e 270,9 m/eV no caso de interações com 200 MDs ($\approx 0,2 \text{ km/eV}$).

5.5 Comparações entre Difusão em Baixas e Altas Latitudes Heliosféricas

Já foi mostrado ao longo deste capítulo que o tamanho dos MDs é mais efetivo para proporcionar altas distâncias de difusão para o centro de guia das partículas, se comparado à efetividade relacionada à queda de intensidade do módulo do campo magnético no interior das estruturas. Dessa forma, as distâncias de difusão λ se mostraram maiores para as simulações de partículas ao interagirem com decréscimos magnéticos em altas latitudes, uma vez que os MDs nestas regiões são maiores que os MDs encontrados mais próximos ao plano da eclíptica. A Tabela 5.9 a seguir sintetiza esses resultados, apresentando os valores das distâncias de difusão para cada uma das energias simuladas entre 5 keV e 60 keV normalizadas pelo raio terrestre e também pela unidade astronômica. A tabela 5.10 mostra as mesmas comparações, porém para interações com 200 MDs.

Tabela 5.9 - Comparações entre os valores de λ obtidos nas simulações de interações das partículas com $5 \text{ keV} \leq E_{\perp} \leq 60 \text{ keV}$ com 100 MDs em relação ao raio da Terra e à unidade astronômica. As colunas de número 2 e 3 correspondem aos valores para o evento 1, as colunas 3 e 4 correspondem ao evento 2 e as duas últimas colunas correspondem aos valores em altas latitudes.

E_{\perp}	λ/R_T	λ/UA (%)	λ/R_T	λ/UA (%)	λ/R_T	λ/UA (%)
5 keV	11,23	0,048	10,94	0,047	31,56	0,13
10 keV	14,78	0,063	14,48	0,062	39,00	0,17
15 keV	15,94	0,068	14,91	0,064	45,72	0,20
20 keV	16,44	0,070	16,44	0,070	48,42	0,21
25 keV	17,83	0,076	17,25	0,074	54,63	0,23
30 keV	19,25	0,082	18,45	0,079	57,75	0,25
35 keV	19,86	0,085	19,05	0,081	60,77	0,26
40 keV	20,58	0,088	19,77	0,084	62,39	0,27
45 keV	20,80	0,089	19,16	0,082	64,41	0,27
50 keV	21,25	0,091	20,36	0,087	65,14	0,28
55 keV	21,70	0,093	20,95	0,090	70,81	0,30
60 keV	21,48	0,092	21,58	0,092	71,09	0,30

Tabela 5.10 - Comparações entre os valores de λ obtidos nas simulações de interações das partículas com $5 \text{ keV} \leq E_{\perp} \leq 60 \text{ keV}$ com 200 MDs em relação ao raio da Terra e à unidade astronômica. As colunas de número 2 e 3 correspondem aos valores para o evento 1, as colunas 3 e 4 correspondem ao evento 2 e as duas últimas colunas correspondem aos valores em altas latitudes.

E_{\perp}	λ/R_T	λ/UA (%)	λ/R_T	λ/UA (%)	λ/R_T	λ/UA (%)
5 keV	16,05	0,068	15,78	0,067	43,80	0,19
10 keV	19,00	0,081	18,36	0,078	56,36	0,24
15 keV	22,50	0,096	22,03	0,094	64,45	0,28
20 keV	23,61	0,10	23,64	0,10	71,63	0,31
25 keV	24,38	0,10	24,13	0,10	77,56	0,33
30 keV	20,80	0,11	25,58	0,11	81,80	0,35
35 keV	25,83	0,11	25,95	0,11	88,53	0,38
40 keV	28,27	0,12	27,94	0,12	90,42	0,39
45 keV	28,47	0,12	28,50	0,12	96,27	0,41
50 keV	29,88	0,13	29,67	0,12	96,89	0,41
55 keV	30,20	0,13	30,33	0,13	98,36	0,42
60 keV	31,16	0,13	30,95	0,13	101,03	0,43

No entanto, ao se comparar os resultados de difusão em diferentes regiões espaciais, a distância de difusão λ não deixa de ser um parâmetro muito importante, mas não é o único a ser levado em consideração. Isso porque regiões diferentes têm diferentes frequências de ocorrência de MDs. Assim, se uma partícula se move ao longo de uma região de alta taxa de ocorrência de MDs, obviamente a difusão sofrida por seu centro de guia será mais efetiva que a difusão sofrida ao atravessar uma região onde os decréscimos são escassos. Dessa forma, para a comparação da efetividade da difusão em cada região estudada neste trabalho será necessário definir o coeficiente de difusão perpendicular, da seguinte forma (TSURUTANI; LAKHINA, 2004):

$$D_{\perp} = \frac{\langle \lambda^2 \rangle}{\Delta t}, \quad (5.5)$$

onde Δt é o tempo entre interações adjacentes, ou seja, o tempo que a partícula gasta para percorrer o espaço entre um MD e o seguinte. O coeficiente de difusão D_{\perp} representa o deslocamento médio de um ensemble de partículas durante o intervalo de tempo Δt (VERKHOGLYADOVA; LE ROUX, 2005).

Para o cálculo do coeficiente de difusão, a energia paralela (E_{\parallel}) das partículas tem

um papel determinante. Isso porque, quanto maior a velocidade de uma partícula em seu movimento ao longo do campo magnético, mais rapidamente esta partícula percorrerá o espaço entre dois decréscimos adjacentes e menor será o valor de Δt . Assim, para o cálculo de $\langle \lambda^2 \rangle$ a energia perpendicular é a protagonista, enquanto que, para a determinação de Δt , a proporção paralela da energia é quem desempenha o papel principal.

Uma etapa anterior ao cálculo de D_{\perp} propriamente dito diz respeito à determinação dos valores de Δt para as energias envolvidas e para cada região de interesse. O primeiro passo para se obter Δt consiste em multiplicar o tempo total de dados de cada situação pela velocidade do vento solar na região. Esse produto significa a distância de separação entre o primeiro e o último MD detectado, uma vez que as estruturas são transportadas com o vento solar. Neste primeiro passo, a velocidade de vôo da Ulysses pode ser desconsiderada, uma vez que essa velocidade é bem menor que a velocidade de transporte das estruturas. Assim:

$$S_T = V_{VS} \times t_s, \quad (5.6)$$

onde S_T é a distância total entre o primeiro e o último MD, V_{VS} é a velocidade do vento solar e t_s é o tempo total de dados em segundos. O segundo passo consiste em dividir S_T pelo número total de MDs detectados na região (N_{MD}), encontrando assim a distância média entre dois MDs adjacentes:

$$S = \frac{S_T}{N_{MD}}, \quad (5.7)$$

onde S é a distância média entre os MDs. Por fim, dividindo-se S pela velocidade paralela das partículas (V_{\parallel}) encontra-se o tempo Δt entre interações adjacentes:

$$\Delta t = \frac{S}{V_{\parallel}}. \quad (5.8)$$

No último passo usado para a determinação do coeficiente de difusão, a velocidade com que os MDs se movimentam é desconsiderada, por ser muito menor que a velocidade paralela das partículas. Assim, a expressão final para Δt é dada por:

$$\Delta t = \frac{V_{VS} \times t_s}{N_{MD} V_{\parallel}}. \quad (5.9)$$

A Tabela 5.11 a seguir apresenta os valores de Δt para as partículas com energias totais entre 10 keV e 120 keV. A segunda coluna apresenta os valores de Δt para o evento 1, a terceira mostra os resultados para o evento 2 e a última coluna contém os valores de Δt em altas latitudes. Para a realização destes cálculos foram considerados os valores $V_{VS} = 800 \text{ km.s}^{-1}$ e $V_{VS} = 400 \text{ km.s}^{-1}$ em altas e baixas latitudes, respectivamente. O número de MDs, N_{MD} , é 129 em altas latitudes, 137 para o evento 1 e 118 para o evento 2. Por fim, os valores de t_s são $\approx 1,73 \times 10^5 \text{ s}$ para os eventos 1 e 2 e $\approx 2,25 \times 10^6 \text{ s}$ para os dados de altas latitudes.

Tabela 5.11 - Valores de Δt calculados para as regiões de baixas e altas latitudes, de acordo com a equação 5.9. A velocidade do vento solar em altas latitudes usada foi de 800 km.s^{-1} e em baixas latitudes 400 km.s^{-1} . O número de MDs, N_{MD} , em altas latitudes é igual a 129, enquanto que N_{MD} vale 137 e 118 para os eventos 1 e 2, respectivamente. $t_s = \approx 1,73 \times 10^5 \text{ s}$ para os eventos 1 e 2 e $t_s = \approx 2,25 \times 10^6 \text{ s}$ em altas latitudes. Energias totais entre 10 keV e 120 keV.

E_T	Δt (s) - Evento 1	Δt (s) - Evento 2	Δt (s) - Altas Latitudes
10 keV	515	599	14235
20 keV	365	423	10065
30 keV	298	346	8219
40 keV	258	299	7118
50 keV	231	268	6366
60 keV	210	244	5811
70 keV	195	226	5380
80 keV	182	212	5033
90 keV	172	200	4745
100 keV	163	189	4502
110 keV	155	180	4292
120 keV	149	173	4109

Sendo a taxa de ocorrência de MDs encontrados em baixas latitudes em dois dias de dados interplanetários muito maior que a taxa encontrada em altas latitudes em vinte e seis dias de dados, não restavam dúvidas de que o intervalo de tempo Δt entre interações adjacentes sofridas por uma mesma partícula seria menor se essa partícula se movesse em uma região mais próxima ao plano da eclíptica. Agora, uma vez quantificados os valores de Δt e apresentados na Tabela 5.11, é possível afirmar que esses valores são, em média, uma ordem de grandeza menores em baixas latitudes, devido à maior taxa de ocorrência de MDs nessas regiões.

A Tabela 5.12 mostra os valores de Δt em altas latitudes para as partículas mais energéticas, com energias totais entre 100 keV e 2 MeV.

Tabela 5.12 - Valores de Δt calculados para as regiões de altas latitudes, de acordo com a equação 5.9. Energias totais entre 100 keV e 2 MeV.

E_T	Δt (s) - Evento 1
100 keV	4502
200 keV	3183
300 keV	2599
400 keV	2251
500 keV	2013
600 keV	1838
700 keV	1701
800 keV	1592
900 keV	1501
1000 keV	1424
1100 keV	1357
1200 keV	1299
1300 keV	1248
1400 keV	1203
1500 keV	1162
1600 keV	1125
1700 keV	1092
1800 keV	1061
1900 keV	1033
2000 keV	1007

De posse dos valores para Δt , é possível calcular os valores do coeficiente de difusão perpendicular D_{\perp} . A Figura 5.11 apresenta os gráficos para o coeficiente associado às partículas com energias totais entre 10 keV e 120 keV nos painéis de (a) a (f). Nos painéis (g) e (h) estão os resultados para as partículas com energias totais entre 100 keV e 2 MeV. Os painéis da esquerda apresentam os resultados obtidos para interações com 100 MDs e os painéis da direita os resultados para interações com 200 MDs. Os resultados referentes ao evento 1 se encontram nos painéis (a) e (b), os painéis (c) e (d) correspondem ao evento 2 e os quatro últimos painéis dizem respeito aos resultados de altas latitudes.

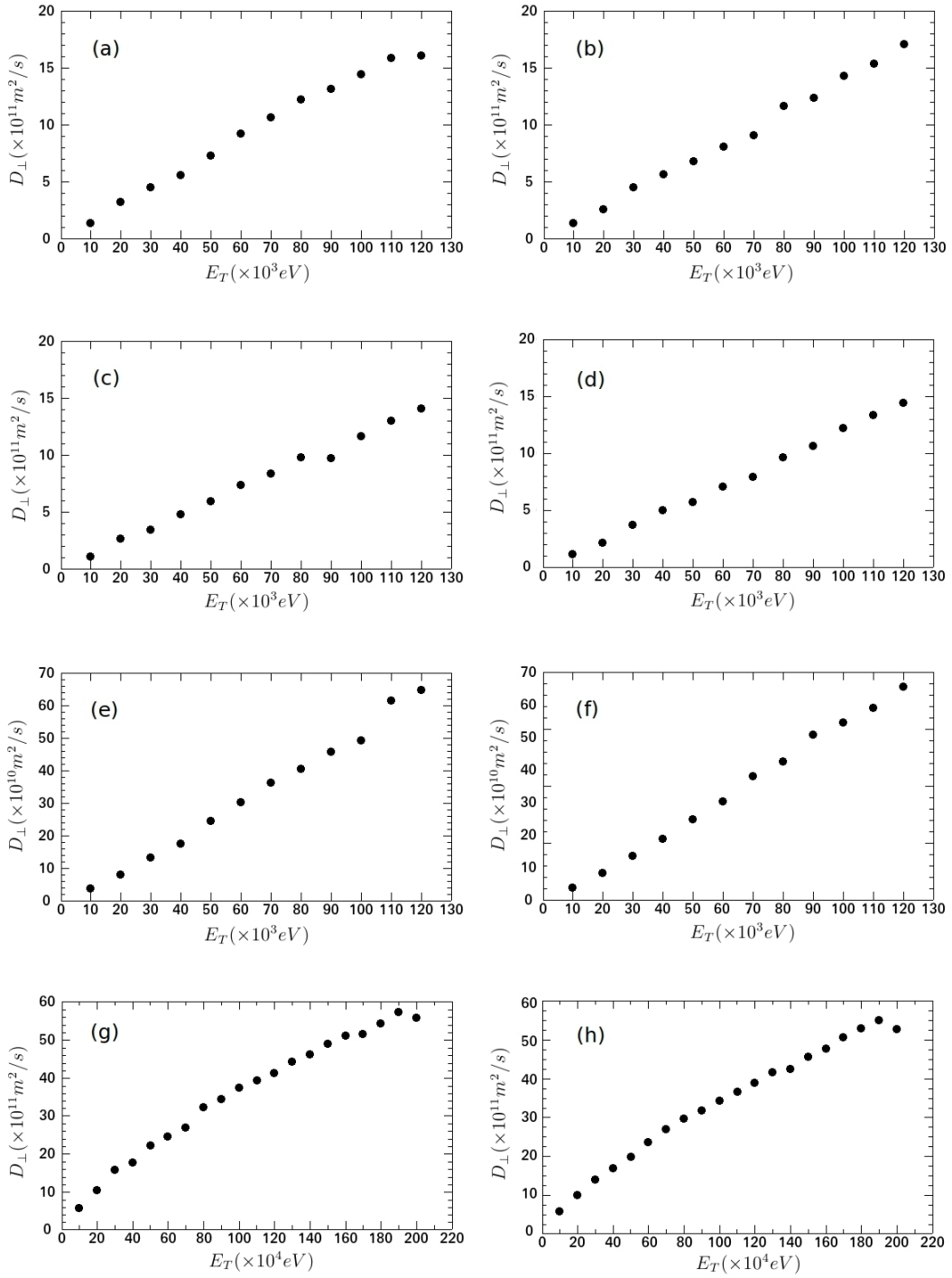


Figura 5.11 - Coeficiente de difusão perpendicular D_{\perp} . Os painéis (a) e (b) correspondem ao evento 1, os painéis (c) e (d) representam o evento 2 e os painéis (e), (f), (g) e (h) são relativos à difusão em altas latitudes. Os painéis da esquerda são resultados para 100 interações e os da direita representam 200 interações. Os painéis (g) e (h) representam as partículas mais energéticas.

Os valores de D_{\perp} são muito parecidos para os eventos 1 e 2, uma vez que as características dos MDs são muito similares para os dois casos, assim como a taxa de ocorrência dos eventos. No caso dos resultados para altas latitudes e partículas com $10 \text{ keV} \leq E_T \leq 120 \text{ keV}$, os valores do coeficiente de difusão são uma ordem de grandeza menores que os resultados em baixas latitudes. Assim, apesar de a distância de difusão λ ser maior em altas latitudes porque os MDs são maiores, a difusão é mais eficiente em baixas latitudes, uma vez que a taxa de ocorrência de MDs é maior nessas regiões. O coeficiente de difusão somente alcança a mesma ordem de grandeza atingida em baixas latitudes para partículas com energias totais acima de 200 keV , como pode ser constatado a partir dos painéis (g) e (h) da Figura 5.11.

Em se tratando de difusão em plasmas, um parâmetro importante a ser usado como comparação com os resultados apresentados neste trabalho é o coeficiente de difusão de Bohm. Sua expressão foi obtida de uma forma semi-empírica em 1946 por Bohm e pode ser escrita como:

$$D_B = \frac{\pi}{16} \frac{R_L^2}{\tau_c} = \frac{m}{32qB} V_{\perp}^2, \quad (5.10)$$

onde τ_c é o período ciclotrônico das partículas e V_{\perp} é a velocidade das partículas perpendicularmente ao campo magnético. O coeficiente de difusão de Bohm não depende da densidade do plasma e apresenta maiores valores, se comparado ao coeficiente de difusão clássico (BITTENCOURT, 2004; CHEN, 1984; KIVELSON; RUSSEL, 1995).

A figura 5.12 apresenta os valores do coeficiente de difusão perpendicular D_{\perp} normalizado pelo coeficiente de difusão de Bohm D_B . Os resultados relativos a partículas com energias totais entre 10 keV e 120 keV se encontram nos painéis (a), (b) e (c), correspondendo aos eventos 1, 2 e a difusão em altas latitudes, respectivamente. O painel (d) apresenta os resultados para altas latitudes e partículas com $100 \text{ keV} \leq E_T \leq 2 \text{ MeV}$. Os círculos vermelhos correspondem a interações com 100 MDs e os triângulos azuis representam interações com 200 MDs.

Através dos gráficos pode-se notar que os valores de D_{\perp} são bem próximos dos valores de D_B em todos os casos estudados ($D_{\perp}/D_B \approx 0,1-0,6$), mostrando assim que a interação de partículas carregadas com MDs é um processo não-ressonante muito

eficiente em se tratando de difusão. Além disso, os valores para a razão D_{\perp}/D_B praticamente independem do número de MDs usados nas simulações.

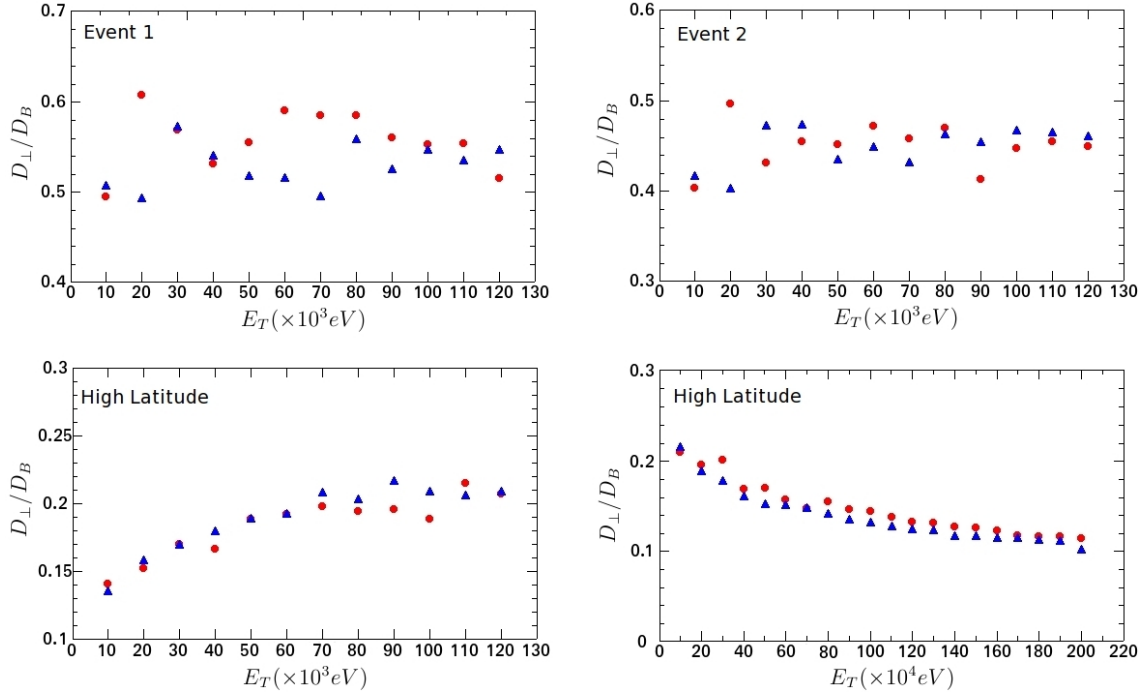


Figura 5.12 - Razões entre o coeficiente de difusão paralela D_{\perp} calculado para as interações entre as partículas carregadas e os MDs e o coeficiente de difusão de Bohm. Os painéis (a), (b) e (c) correspondem aos eventos 1, 2 e altas latitudes, respectivamente, com energias totais das partículas entre 10 keV e 120 keV. O painel (d) contém os resultados para difusão em altas latitudes, com energias entre 100 keV e 2 MeV. Os círculos vermelhos representam 100 interações, enquanto que os triângulos azuis representam 200.

Mesmo sendo a interação de partículas carregadas com MDs um processo de difusão bastante eficiente, não se pode esquecer que no meio interplanetário a densidade de plasma é muito baixa. Assim, mesmo que as partículas possam sofrer grandes difusões perpendiculares, estudos mais específicos devem ser feitos para se conhecer a eficiência deste processo na transferência de energia entre regiões distintas do espaço.

6 CONCLUSÕES

Neste trabalho foram feitos estudos a respeito de difusão perpendicular ao campo de partículas carregadas ao interagirem com decréscimos magnéticos em altas e baixas latitudes da heliosfera. Por não envolver interações entre ondas e partículas, tal difusão é chamada de difusão não-ressonante. Os dados relativos aos MDs em altas latitudes haviam sido inicialmente tratados por [Tsurutani et al. \(1999\)](#), enquanto que os dados de MDs em baixas latitudes, da forma como foram usados, foram analisados durante a realização do trabalho. Este trabalho é um dos primeiros, senão o primeiro, a estudar de forma quantitativa este tipo de interação.

O principal objetivo do trabalho foi quantificar e, a partir de simulações computacionais, descobrir as características da difusão não-ressonante, bem como identificar em quais regiões tal difusão seria mais eficiente. Além disso, a partir de análise de dados interplanetários, também se esperava conhecer as particularidades dos MDs detectados em diferentes pontos do espaço.

No que diz respeito às características dos MDs, foi possível notar que os mesmos são maiores em altas latitudes heliosféricas, apesar de os decréscimos de campo magnético das estruturas de baixas latitudes serem mais pronunciados. Além do mais, a taxa de ocorrência dos MDs é muito maior em regiões mais próximas ao plano da eclíptica. Este resultado está de acordo com o trabalho de [Winterhalter et al. \(2000\)](#), onde foi mostrado exatamente esta diferença entre a taxa de MDs detectados em baixas e em altas latitudes.

Através dos cálculos realizados, foi descoberto que o raio de Larmor R_L das partículas cresce mais rápido que a distância de difusão λ à medida que a energia das partículas aumenta. Este resultado foi observado tanto em altas quanto em baixas latitudes e para as partículas de todas as energias estudadas, entre 10 keV e 2 MeV. Dessa forma, este resultado parece ser um comportamento global no que diz respeito a interações entre partículas carregadas e MDs, uma vez que se mostrou verdadeiro para um intervalo muito grande de energias e para regiões com características completamente diferentes para os MDs.

À medida que a energia das partículas simuladas aumenta, aumentando assim o raio de giro das mesmas, o crescimento da distância de difusão λ tende a se saturar. Quando o raio de giro de uma partícula atinge a mesma ordem de grandeza dos raios

dos MDs, ou mais, não se observa grandes aumentos da distância de difusão com o aumento da sua energia. Fisicamente, o que acontece é que o raio de Larmour das partículas cresce indiscriminadamente com a energia e, à medida que as estruturas se tornam menores, se comparadas às órbitas das partículas, as interações passam a ser pequenas. Assim, cada interação passa a contribuir de forma modesta para a distância de difusão, se comparada aos raios de giro das partículas.

Em todas as simulações também foi obtido o resultado que, ao aumentar o número de MDs com os quais as partículas interagem, a distância de difusão não aumenta seguindo esta mesma proporção. Neste trabalho foram simuladas interações com 100 e com 200 MDs em todas as regiões espaciais selecionadas e para partículas de todas as energias escolhidas. Os resultados indicam que a distância de difusão não dobra quando o número de interações é dobrada. Isso não acontece porque as interações ocorrem em um espaço isotrópico perpendicularmente ao campo magnético, com muitos parâmetros aleatórios que determinam o alcance e a direção da difusão. Assim, devido a essa aleatoriedade inerente aos parâmetros que determinam as interações, duas partículas idênticas podem interagir com os mesmos MDs e, ainda assim, sofrerem difusões de alcances e direções completamente diferentes. Por isso foram feitas 10 simulações para cada valor de energia em todas as regiões de interesse, com o intuito de se obter um valor médio e minimizar as grandes variações em λ que podem ocorrer.

Como já foi dito, os MDs são maiores em altas latitudes, enquanto as quedas nos valores do campo magnético nos interiores das estruturas nestas regiões são mais amenas. Assim, este desencontro entre tamanho dos MDs e intensidade dos decréscimos de \mathbf{B} proporcionou uma facilidade para se estudar a eficiência entre estes dois parâmetros em submeter as partículas a maiores distâncias de difusão λ . As simulações evidenciaram que o tamanho das estruturas é mais efetivo em causar difusão do centro de guia das partículas por maiores distâncias. Assim, os valores de λ são maiores em altas latitudes. Seguindo este mesmo comportamento, a taxa de crescimento de λ em função da energia também é maior, desde que sejam consideradas partículas em um mesmo intervalo de energia das partículas estudadas em baixas latitudes. Para se ter uma idéia de quão grandes podem ser os valores de λ neste tipo de interação, a distância de difusão máxima obtida nas simulações em altas latitudes atinge valores da ordem de $105,67 \times 10^7$ m, o que corresponde a $\approx 165 R_T$ ou 0,70 % de uma unidade astronômica.

Porém, a distância de difusão não pode ser o único parâmetro a ser levado em consideração quando se compara a difusão sofrida por partículas que viajam por regiões com MDs com características completamente diferentes. Assim, apesar de o tamanho das estruturas ser mais efetivo para causar grandes distâncias de difusão, se comparada à efetividade da intensidade da queda do campo magnético, deve-se considerar também a taxa de ocorrência dos MDs. Se uma mesma partícula se move por duas regiões diferentes, mesmo que ela interaja com MDs de mesmas características, ela sofrerá uma difusão mais efetiva na região onde os MDs forem mais frequentes, sendo mais frequentes assim as interações. Desse modo, foi usado o coeficiente de difusão perpendicular D_{\perp} para identificar, de uma maneira inequívoca, em que latitudes a difusão é mais acentuada.

Os valores de D_{\perp} se mostraram maiores para as regiões de baixas latitudes. Apesar de a distância de difusão ser menor nestas regiões, a taxa de ocorrência dos MDs é cerca de uma ordem de grandeza maior. Assim, a difusão é mais rápida e eficiente nas regiões mais próximas ao plano da eclíptica. A distância de difusão λ que o centro de guia de uma partícula apresenta a cada interação é, em média, maior em altas latitudes, sendo maior em baixas latitudes a frequência de encontros entre partículas e MDs.

Para se ter idéia da eficiência das interações em causar difusão não-ressonante, os valores do coeficiente de difusão D_{\perp} foram comparados aos valores do coeficiente de difusão de Bohm D_B para as mesmas regiões e energias das partículas. Em todos os casos os valores de D_{\perp} obtidos ficaram entre 10 % e 60 % dos valores de D_B , mostrando assim que a difusão causada por interações não-ressonantes pode ser bastante intensa.

Algumas suposições e aproximações foram feitas durante as simulações. No entanto, resultados importantes e elucidativos a respeito das interações puderam ser alcançados, mostrando assim as características da difusão em altas e baixas latitudes heliosféricas, bem como quais os parâmetros mais determinantes para gerar grandes distâncias de difusão para o centro de guia das partículas.

Com o código Difusão em mãos, novos estudos sobre difusão não-ressonante podem ser realizados em diferentes regiões, utilizando dados não somente da missão Ulysses como também de outras missões espaciais, como Cluster e ACE, por exemplo. Para tanto, deve-se conhecer as características dos decréscimos nas regiões de interesse,

sendo a utilização do código Difusão cabível a partir daí.

Trabalhos futuros devem incluir exatamente a utilização de dados da missão ACE para estudos sobre a variação da taxa de ocorrência dos MDs de acordo com o ciclo solar em 1 UA, bem como um estudo sobre os MDs e as estruturas do vento solar onde os decréscimos são mais frequentes. Com estes dados e resultados em mãos, será estuda a difusão propriamente dita nas referidas regiões.

Obviamente, melhorias podem ser implementadas no código Difusão com o passar do tempo, diminuindo o número de aproximações e deixando as simulações mais realísticas. No entanto, por se tratar de um trabalho pioneiro no assunto, o código deverá ser ainda utilizado, em seu estágio atual, para o estudo de difusão em regiões diferentes da heliosfera, para que, a partir de uma melhor compreensão nos processos de interação em diferentes regiões, o código possa ser melhorado.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- AKASOFU, S. I.; CHAPMAN, S. **Solar terrestrial physics**. Oxford: Oxford University Press, 1972. 1
- AMAR, J. G. The Monte Carlo Method in science and engineering. **Computing in Science and Engineering**, v. 8, n. 2, p. 9–19, Mar-Apr 2006. 43, 44
- BALOGH, A.; BEEK, T. J.; FORSYTH, R. J.; HEDGECOCK, P. C.; MARQUEDANT, R. J.; SMITH, E. J.; SOUTHWOOD, D. J.; TSURUTANI, B. T. The magnetic field investigation on the Ulysses mission: Instrumentation and preliminary scientific results. **Astron. Astrophys. Suppl.**, v. 92, n. 237, 1992. 27, 28
- BAME, S. J.; GOLDSTEIN, B. E.; GOSLING, J. T.; HARVEY, J. W.; MACOMAS, D. J.; NEUGEBAUER, M.; PJILLIPS, J. L. Ulysses observations of a recurrent high speed solar wind stream and heliomagnetic streamer belt. **Geophysical Research Letters**, v. 20, n. 21, p. 2323–2326, 1993. 39
- BAUMGARTEL, K. Soliton approach to magnetic holes. **Journal of Geophysical Research**, v. 104, n. A12, p. 28295–28308, Dec. 1999. 4, 9
- BINDER, K. **Monte Carlo Methods in statistical physics**. Germany: Springer-Verlag, 1996. 411 p. 43
- BITTENCOURT, J. A. **Fundamentals of plasma physics**. New York: Springer-Verlag, 2004. 678 p. 11, 15, 20, 79
- BURLAGA, L. F. **Interplanetary Magnetohydrodynamics**. New York: Oxford University Press, 1995. 35
- BURLAGA, L. F.; LEMAIRE, J. F. Interplanetary magnetic holes: theory. **Journal of Geophysical Research**, v. 83, n. A11, p. 5157–5160, 1978. 4
- BUTI, B.; TSURUTANI, B. T.; NEUGEBAUER, M.; GOLDSTEIN, B. E. Generation mechanism for magnetic holes in the solar wind. **Geophysical Research Letters**, v. 28, n. 7, p. 1355–1358, 2001. 9
- CAMPBELL, W. H. **Introduction to geomagnetic fields**. Cambridge: Cambridge University Press, 1984. 421 p. 1

CHEN, F. F. **Introduction to plasma physics and controlled fusion**. New York: Plenum Press, 1984. 421 p. 10, 15, 79

COSTA JR., E.; ECHER, E.; ALVES, M. V.; TSURUTANI, B. T.; SIMÕES JR., F. J. R.; CARDOSO, F. R.; LAKHINA, G. S. A computational study of nonresonant cross-field diffusion of energetic particles due to their interaction with interplanetary magnetic decreases. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, doi:10.1016/j.jastp.2011.01.022, 2011. 23, 30, 32, 54, 67

DASGUPTA, B.; TSURUTANI, B. T.; JANAKI, M. S. A kinetic approach to the Ponderomotive Force. **Geophysical Research Letters**, v. 30, n. 21, p. 11,1–11,4, Nov. 2003. 4, 10, 13

ECHER, E.; GONZALEZ, W. D.; VIEIRA, L. E.; LAGO, A. D.; GUARNIERI, L. F.; PRESTES, A.; GONZALEZ, A. L. C.; SCHUCH, N. J. Interplanetary shock parameters during solar activity maximum (2000) and minimum. **Brazilian Journal of Physics**, v. 33, n. 1, p. 115–122, 2003. 35

FILHO, K. S. O.; SARAIVA, M. F. O. **Astronomia e Astrofísica**. Porto Alegre: Editora da Universidade Federal do Rio Grande do Sul, 2000. 7, 29

FRÄNZ, M.; BORGESS, D.; HORBURY, T. S. Magnetic field depressions in the solar wind. **Journal of Geophysical Research**, v. 105, n. A6, p. 12,725–12,732, June 2000. 4

GILBERT, W. **De Magnete, Original 1600 book translated by P. Fleury Mottelay in 1893**. New York: republished by Dover Publications, 1958. 1

GILKS, W. R.; RICHARDSON, S.; SPIEGELHALTER, D. J. **Markov Chain Monte Carlo in Practice**. USA: Chapman and Hall/CRC, 1996. 486 p. 44

GONZALEZ, W. D.; TSURUTANI, B. T.; GONZALEZ, A. L. C. Interplanetary origin of geomagnetic storms. **Space Science Reviews**, v. 88, n. 3-4, p. 529–562, Sept. 1999. 40

GONZÁLEZ-ESPARZA, J. A.; SMITH, E. J.; BALOGH, A.; PHILLIPS, J. L. The quasi-parallel shock wave detected by Ulysses on day 92:109. **Astronomy and Astrophysics**, v. 316, p. 323–332, 1996. 34

GOSLING, J. T.; MCCOMAS, D. J.; SKOUG, R. M.; FORSYTH, R. J. Stream interaction regions at high heliographic latitudes during ulysses' second polar orbit. **Space Science Reviews**, v. 97, n. 1-4, p. 189–192, Mar. 2001. 27, 28

GUARNIERI, F. L.; TSURUTANI, B. T.; ECHER, E. The Interplanetary Magnetic Decrease Automatic Detection (IMDAD) Code. **Earth, Planets and Space**, v. 61, p. 585–588, 2009. 33

GURNETT, D. A. The Earth as a radio source: Terrestrial Kilometric Radiation. **Journal of Geophysical Research**, v. 79, n. 28, p. 4227–4238, Oct. 1974. 2

HALLIDAY, D.; RESNICK, R.; WALKER, J. **Fundamentals of Physics - Extended Version**. USA: John Willey and Sons, 2001. 34

HAPGOOD, M. A. Space physics coordinate transformations: A user guide. **Planetary and Space Science**, v. 40, n. 5, p. 711–717, 1992. 11

HEBER, B.; SANDERSON, T. R.; ZHANG, M. Corotating Interaction Regions. **Advances in Space Research**, v. 23, n. 3, p. 567–579, 1999. 40

HO, C. M.; TSURUTANI, B. T.; GOLDSTEIN, B. E.; PHILLIPS, J. L.; BALOGH, A. Tangential discontinuities at high heliospherical latitudes ($\approx -80^\circ$). **Geophysical Research Letters**, v. 22, n. 23, p. 3409–3412, Dec. 1995. 9, 11

KENNEL, C. F.; PETSCHKEK, H. E. Limit on stably trapped particle fluxes. **Journal of Geophysical Research**, v. 71, p. 1, 1966. 17

KIVELSON, M. G.; RUSSEL, C. T. **Introduction to space physics**. New York: Cambridge University Press, 1995. 568 p. 1, 2, 3, 14, 15, 35, 79

KOBAYASHI, M. N.; DOKE, T.; KIKUSHI, J.; HAYASHI, T.; ITSUMI, K.; TAKASHIMA, T.; TAKEHANA, N.; SHIRAI, H.; YASHIRO, J.; HASEBE, N.; K.KONDOH; YANAGIMACHI, T.; NAGATANI, M.; HARADA, A.; WILKEN, B. The correlation between CIR ion intensity and solar wind speed at 1 au. **Advances in Space Research**, v. 26, n. 5, p. 861–864, 2000. 40

LANDAU, L. P. On the vibrations of the electronic plasma. **Phys. Moscow**, p. 25, 1946. 17

LYONS, L. R.; WILLIAMS, D. J. **Quantitative aspects of magnetospheric physics**. Boston: Reidel, 1984. 17

LÜHR, H.; KLÖCKER, N. AMPTE – IRM observations of magnetic cavities near the magnetopause. **Geophysical Research Letters**, v. 14, n. 3, p. 186–189, Mar. 1987. [4](#)

METROPOLIS, N.; ROSENBLUTH, A. W.; ROSENBLUTH, M. N.; TELLER, A. H.; TELLER, E. **Journal of Chemical Physics**, v. 21, p. 1087–1092, 1953. [43](#)

MORIOKA, A.; OYA, H.; MIYATAKE, S. Terrestrial Kilometric Radiation observed by satellite Jikiken (Exos-B). **Journal of Geomagnetism and Geoelectricity**, v. 33, n. 1, p. 37–62, 1981. [2](#)

PARKS, G. K. **Physics of Space Plasmas: An Introduction**. California: Addison-Wesley Publishing Company, 1991. [2](#), [35](#)

PHILLIPS, J. L.; BALOGH, A.; BAME, S. J.; GOLDSTEIN, B. E.; GOSLING, J. T.; HOCKSEMA, J. T.; MCCOMAS, D. J.; NEUGEBAUER, M.; SHEELEY, N. R.; WANG, Y. M. Ulysses at 50° south: constant immersion in the high speed solar wind. **Geophysical Research Letters**, v. 21, n. 12, p. 1105–1108, 1994. [29](#)

SHREIDER, Y. A. **Method of Statistical Testing - Monte Carlo Method**. Netherlands: Elsevier Publishing Company, 1964. 303 p. [43](#)

SMITH, E. J.; WOLF, J. H. Observations of interaction regions and corotating shocks between 1 and 5 AU: Pioneers 10 and 11. **Geophysical Research Letters**, v. 3, p. 137, 1976. [36](#), [40](#)

TSUBOUCHI, K. Alfvén wave evolution within corotating interaction regions associated with the formation of magnetic holes/decreases. **Journal of Geophysical Research**, v. 114, n. A02101, p. 1–7, Feb. 2009. [4](#), [9](#)

TSURUTANI, B. T.; DASGUPTA, B.; GALVAN, C.; NEUGEBAUER, M.; LAKHINA, G. S.; ARBALLO, J. K.; WINTERHALTER, D.; GOLDSTEIN, B. E.; BUTI, B. Phase-steepened Alfvén waves, proton perpendicular energization and creation of magnetic holes and magnetic decreases: The ponderomotive force. **Geophysical Research Letters**, v. 29, n. 11, p. 23,1–23,4, Dec. 2002. [4](#), [10](#), [11](#)

TSURUTANI, B. T.; GALVAN, C.; ARBALLO, J. K.; WINTERHALTER, D.; SAKURAI, R.; SMITH, E. J.; BUTI, B.; LAKHINA, G. S.; BALOGH, A. Relationship between discontinuities, magnetic holes, magnetic decreases, and nonlinear Alfvén waves: Ulysses observations over the solar poles. **Geophysical Research Letters**, v. 29, n. 11, p. 23,1–23,4, Dec. 2002. [3](#), [4](#), [11](#)

TSURUTANI, B. T.; GUARNIERI, F. L.; ECHER, E.; LAKHINA, G. S.; VERKHOGLYADOVA, O. P. Magnetic decrease formation from < 1 to ≈ 5 AU: CIR reverse shocks. **Journal of Geophysical Research**, v. 14, n. A08105, p. 1–14, 2009. [4](#), [27](#), [39](#)

TSURUTANI, B. T.; GUARNIERI, F. L.; LAKHINA, G. S.; HADA, T. Rapid evolution of magnetic decreases (MDs) and discontinuities in the solar wind: ACE and Cluster. **Geophysical Research Letters**, v. 32, p. L10103,1–L10103,4, 2005. [11](#)

TSURUTANI, B. T.; HO, C. M. A review of discontinuities and Alfvén waves in interplanetary space: Ulysses results. **Reviews of Geophysics**, v. 37, n. 4, p. 517–542, Nov. 1999. [11](#), [12](#)

TSURUTANI, B. T.; LAKHINA, G. S. Some basic concepts of wave-particle interactions in collisionless plasmas. **Reviews of Geophysics**, v. 35, n. 4, p. 491–502, 1997. [17](#)

_____. **Cross-field particle diffusion in a collisionless plasma: a nonresonant and a resonant mechanism. In CP 703, Plasmas in the laboratory and in the universe.** New York: AIP Publications, 2004. [4](#), [19](#), [24](#), [74](#)

TSURUTANI, B. T.; LAKHINA, G. S.; PICKETT, J. S.; GUARNIERI, F. L.; LIN, N.; GOLDSTEIN, B. E. Nonlinear Alfvén Waves, Discontinuities, Proton Perpendicular Acceleration, and Magnetic Holes/Decreases in Interplanetary Space and the Magnetosphere: Intermediate Shocks? **Nonlinear Processes in Geophysics**, v. 12, p. 321–336, 2005. [10](#), [11](#), [13](#), [14](#), [15](#)

TSURUTANI, B. T.; LAKHINA, G. S.; VERKHOGLYADOVA, O. P.; ECHER, E.; GUARNIERI, F. L. Magnetic Decreases (MDs) and mirror mode: two different plasma β changing mechanisms. **Nonlinear Processes in Geophysics**, v. 17, n. A08105, p. 1–13, 2010. [3](#), [4](#), [9](#), [10](#), [11](#), [13](#)

TSURUTANI, B. T.; LAKHINA, G. S.; WINTERHALTER, D.; ARBALLO, J. K.; GALVAN, C.; SAKURAI, R. The relationship between interplanetary discontinuities and Alfvén waves. **Geophysical Research Letters**, v. 21, n. 21, p. 2267–2270, 1994. [11](#)

_____. Energetic particle cross-field diffusion: interaction with magnetic decreases (MDs). **Nonlinear Processes in Geophysics**, v. 6, n. 3-4, p. 235–242, Sep-Dec 1999. 4, 5, 13, 19, 20, 21, 23, 24, 26, 27, 29, 31, 32, 37, 49, 81

TSURUTANI, B. T.; THORNE, R. M. Diffusion processes in the Magnetopause boundary layer. **Geophysical Research Letters**, v. 9, p. 1247–1250, 1982. 17

TURNER, J. M.; BURLAGA, L. F.; NESS, N. F.; LEMAIRE, J. F. Magnetic Holes in the solar wind. **Journal of Geophysical Research**, v. 82, n. 13, p. 1921–1924, May 1977. 3, 4, 7, 8, 9, 13

ULYSSES HOMEPAGE. 2009. The Ulysses Mission Web Site. Disponível em <<http://ulysses.jpl.nasa.gov/mission>>. Acesso em 04 de dezembro de 2009. 27, 28, 29

VASQUEZ, B. J.; HOLLWEG, J. V. Formation of pressure balance structures and fast waves from nonlinear alfvén waves. **Journal of Geophysical Research**, v. 104, n. A3, p. 4681–4696, Mar. 1999. 4, 9

VERKHOGLYADOVA, O. P.; LE ROUX, J. A. Anomalous and classical diffusion of cosmic rays due to nonlinear two-dimensional structures and random magnetic fields. **Journal of Geophysical Research**, v. 110, p. A10S03, 2005. 74

WINTERHALTER, D.; NEUGEBAUER, M.; GOLDSTEIN, B. E.; SMITH, E. J.; BAME, S. J.; BALOGH, A. Ulysses field and plasma observations of magnetic holes in the solar wind and their relation to mirror-mode structures. **Journal of Geophysical Research**, v. 99, n. A12, p. 23,371–23–381, Dec. 1994. 4, 9, 10, 13

WINTERHALTER, D.; NEUGEBAUER, M.; GOLDSTEIN, B. E.; SMITH, E. J.; TSURUTANI, B. T.; BAME, S. J.; BALOGH, A. Magnetic holes in the solar wind and their relation to mirror-mode structures. **Space Science Reviews**, v. 72, n. 1-2, p. 201–204, Apr. 1995. 4, 9, 10

WINTERHALTER, D. E.; SMITH, E. J.; NEUGEBAUER, M.; GOLDSTEIN, B. E.; TSURUTANI, B. T. The latitudinal distribution of solar wind magnetic holes. **Geophysical Research Letters**, v. 27, n. 11, p. 1615–1618, June 2000. 15, 16, 17, 34, 39, 81